

Untersuchung der Pygmy Dipol Resonanz in ^{60}Ni

Investigation of the Pygmy Dipole Resonance in ^{60}Ni

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

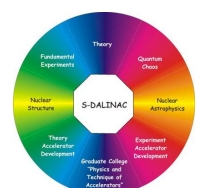
genehmigte Dissertation von Dipl.- Phys. Matthias Fritzsche aus Hanau

November 2011 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
Experimentelle Kernstrukturphysik



Gefördert durch die DFG im Rahmen des SFB 634.

Untersuchung der Pygmy Dipol Resonanz in ^{60}Ni
Investigation of the Pygmy Dipole Resonance in ^{60}Ni

Genehmigte Dissertation von Dipl.- Phys. Matthias Fritzsche aus Hanau

1. Gutachten: Prof. Dr. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 13.07.2011

Tag der Prüfung: 31.10.2011

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-27955

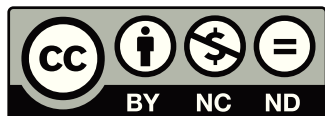
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/27955>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Zusammenfassung

Diese Arbeit präsentiert die Ergebnisse von Photonenstreuexperimenten am $Z=28$ Kern ^{60}Ni . Diese Experimente wurden zum Einen mit kontinuierlicher Bremsstrahlung und zum Anderen mit monoenergetischen, linear polarisierten Photonen durchgeführt. In ^{60}Ni konnten dabei mehrere E1 und M1 Anregungen im Energiebereich zwischen 4 und 10 MeV identifiziert werden. Für diese Anregungen konnten Spin- und Paritätsquantenzahlen zugewiesen werden. Die E1 Stärke und ihre energetische Verteilung ähnelt sehr stark der Stärkeverteilungen in schwereren Kernen. Dadurch kann die Systematik der E1 Stärke erweitert werden. Ziel ist es außerdem eine globale Systematik der E1 Stärke für Kerne verschiedener Massenregionen zu erstellen. Aus der Untersuchung der E1 Summenstärken in Abhängigkeit der Neutronen- und Protonenzahlen geht hervor, daß das Verhältnis, sowie die Asymmetrie der Neutronen und Protonen die $B(E1)$ Summenstärke beeinflusst. Jedoch sind diese Untersuchungen aufgrund unvollständiger experimenteller Daten nicht eindeutig, sondern weisen nur Tendenzen auf.

Im zweiten Teil dieser Arbeit soll der bei Messungen mit kontinuierlicher Bremsstrahlung auftretende Untergrund untersucht werden. Hierfür werden Simulationen des experimentellen Aufbaus vorgestellt und der Anteil der an Target und Umgebung gestreuten Photonen am Kernresonanzfluoreszenz Spektrum untersucht.



Abstract

In this work the results of photon scattering experiments off the $Z=28$ nucleus ^{60}Ni are presented. These experiments have been performed with continuous bremsstrahlung and mono energetic linearly polarized photons. In ^{60}Ni many E1 and M1 excitations in the energy region between 4 and 10 MeV could be observed. The E1 strength distribution in ^{60}Ni is similar to the distributions observed in heavier nuclei, which allows to extend the systematics of E1 strength to the $Z=28$ mass region.

Comparisons of the E1 strength distributions of nuclei in different mass regions give a hint that the $B(E1)$ sum strength is affected by the asymmetry and the ratio of Neutrons and Protons, but inconsistent experimental data do not allow to get explicit results.

In the second part of this work the affect of experimental background on photon scattering experiments is investigated. Therefore simulations are presented which show the effect of atomic scattering on the target and shielding in nuclear resonance fluorescence spectra.



Table of contents

1	Einleitung	1
1.1	Elektrische Dipolstärke	1
1.2	Das Quasi Particle Phonon Model	2
2	Photonen als Sonden zur Kernstruktur	7
2.1	Bestimmung von Übergangsstärken	8
2.2	Experimentelle Sensitivität	10
2.3	Bestimmung von Spinquantenzahlen	10
2.4	Paritätsbestimmung	12
3	Photonenstreuexperimente	15
3.1	Photonenstreuung an DHIPS	15
3.2	Das Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS)	15
3.3	Der Niederenergie Photonentagger NEPTUN	16
3.4	Experimente mit polarisierten, monoenergetischen Photonen	17
4	Dipol- und Quadrupolanregungen in ^{60}Ni	19
4.1	Bestimmung von Spinquantenzahlen	19
4.2	Bestimmung von Übergangsstärken	21
4.3	Bestimmung von Paritätsquantenzahlen	22
4.4	Ergebnisse	30
4.5	Bevölkerung der ersten Angeregten Zustände	36
5	Systematik der E1 Stärke in Semi-magischen Kernen	40
5.1	B(E1) Stärke in ^{58}Ni und ^{60}Ni	40
5.2	Theoretische Beschreibung der Dipolstärke in ^{58}Ni und ^{60}Ni	42
5.3	Systematik der Pygmy Dipol Resonanz	44
5.4	B(E1) Summenstärke	44
5.5	Fragmentierung der E1 Stärke	48
5.6	Die Pygmy Dipol Resonanz	51
6	M1 Stärke in ^{60}Ni	54
7	Untergrundsimulationen	57
7.1	Das GEANT4 Simulation Toolkit	58
7.2	Simulation der Response eines HPGe Detektors	58
7.3	Simulation von Untergrundereignissen	59
7.4	Vergleich der Ergebnisse und Schwierigkeiten	61
8	Zusammenfassung und Ausblick	63
A	Anhang	64
A.1	Auswertung der Rohspektren	64
A.2	Bestimmung von Zerfällen in angeregte Zwischenzustände	85
A.3	Bevölkerung der ersten angeregten Zustände	92

A.4	Identifizierte Paritäten in ^{58}Ni anhand Experimenten an ^{58}Ni	94
-----	--	----

List of Figures

1	Elektrische Dipolstärke aufgetragen über Energie	1
2	Schema der Diagonalisierung im QPM.	6
3	Prinzip der Kernresonanzfluoreszenz (KRF)	7
4	Winkelverteilungen für Dipol- und Quadrupolanregungen eines gg-Kerns	11
5	Polarisations sensitivität für Compton Polarimetrie	13
6	Winkelverteilung für eine $0^+ \rightarrow 1^\pi \rightarrow 0^+$ Kaskade	14
7	Übersicht des Suprleitenden Darmstädter Linearbeschleunigers S-DALINAC	15
8	Schematische Darstellung des Bremsstrahlungsmessplatzes DHIPS	16
9	Der Niederenergie Photonentagger NEPTUN	17
10	Prinzip und Aufbau von HI γ S	18
11	^{60}Ni Target	19
12	Spektren von ^{60}Ni gemessen an DHIPS.	20
13	Asymmetrie der in ^{60}Ni beobachteten Zustände	20
14	Photonenfluss und Detektoreffizienz	22
15	HPGe Spektrum an HI γ S unter 0° bezüglich der Richtung der einfallenden Photonen	23
16	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 6.61 MeV	25
17	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 6.89 MeV	25
18	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 7.65 MeV	26
19	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 8.13 MeV	26
20	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 8.5 MeV	27
21	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 8.76 MeV	27
22	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 9.1 MeV	28
23	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 9.3 MeV	28
24	^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 9.7 MeV	29
25	Experimentelle Asymmetrien der in HI γ S gemessenen Zustände	29
26	Dipolstärkeverteilungen in ^{60}Ni	35
27	Bevölkerung des 2_1^+ , 2_2^+ und 0_2^+ von ^{60}Ni bei einer Messung mit monoenergetischen Photonen	36
28	Prinzip der beobachteten Bevölkerung des ersten 2_1^+	37
29	Elastische (Quadrate) und inelastischer Wirkungsquerschnitt (Dreieck). Der totale Wirkungsquerschnitt ist in Diamanten dargestellt. Eine Diskussion erfolgt im Text.	38
30	Verhältnis inelastischer zu elastischen Wirkungsquerschnitte.	39
31	Verhältnis inelastischer zu elastischen Wirkungsquerschnitte bei Betrachtung der Bevölkerung der 2_2^+ und 0_2^+ Zustände	39
32	E1 Stärkeverteilungen in ^{58}Ni und ^{60}Ni	41
33	Fragmentierung der E1 Stärke in ^{58}Ni und ^{60}Ni	42
34	QPM Rechnungen für ^{58}Ni und ^{60}Ni	43
35	B(E1) Stärkeverteilungen in verschiedenen Massenregionen	46
36	Vergleich der B(E1) Summenstärken in Abhängigkeit des Protonen- zu Neutronenverhältnisses in verschiedenen halbmagischen Kernen	47
37	Theoretisch berechnete B(E1) Summenstärke in Abhängigkeit zum Verhältnis zwischen Neutronen- und Protonenzahl	47
38	Pygmy Dipolstärke für verschiedene, stabile und instabile Kerne	48
39	B(E1) Summenstärke in Abhängigkeit zur Asymmetrie-Energie	49

40	Theoretisch berechnete B(E1) Summenstärke in Abhängigkeit zur Asymmetrie zwischen Protonen und Neutronen	49
41	Fragmentierung der E1 Stärken in den Ca-Isotopen ^{40}Ca (a), ^{44}Ca (b) und ^{48}Ca (c)	50
42	Fragmentierung der E1 Stärken in ^{48}Ca (a), und ^{52}Cr (b)	50
43	Fragmentierung der E1 Stärken in den Sn Isotopen ^{112}Sn (a), ^{116}Sn (b), ^{120}Sn (c) und ^{124}Sn (d)	51
44	Fragmentierung der E1 Stärken in den N=82 Isotonen	52
45	B(M1) Stärkeverteilung in ^{60}Ni und ^{58}Ni	54
46	Experimentelle und theoretische B(M1) Stärkeverteilung in ^{58}Ni und ^{60}Ni	55
47	Schalenmodellrechnungen für ^{60}Ni	55
48	Untergrundspektrum und Kernresonanzfluoreszenz-Spektrum von ^{11}B	57
49	Gemessenes und simuliertes ^{11}B Spektrum	59
50	Gemessenes ^{11}B Spektrum und Untergrundspektrum	60
51	Szenario zur Simulation des Untergrundes im experimentellen Aufbau	61
52	Gemessenes und simuliertes Untergrundspektrum	62
53	^{60}Ni Spektrum zwischen 9 und 10.5 MeV	79
54	^{60}Ni Spektrum zwischen 8.5 und 9 MeV	79
55	^{60}Ni Spektrum zwischen 8 und 8.5 MeV	80
56	^{60}Ni Spektrum zwischen 7.5 und 8 MeV	80
57	^{60}Ni Spektrum zwischen 7 und 7.5 MeV	81
58	^{60}Ni Spektrum zwischen 6.5 und 7 MeV	81
59	^{60}Ni Spektrum zwischen 6 und 6.5 MeV	82
60	^{60}Ni Spektrum zwischen 5.5 und 6 MeV	82
61	^{60}Ni Spektrum zwischen 5 und 5.5 MeV	83
62	^{60}Ni Spektrum zwischen 4 und 5 MeV	83
63	^{60}Ni Spektrum zwischen 3 und 4 MeV	84
64	^{60}Ni Spektrum zwischen 2 und 3 MeV	84
65	^{60}Ni Spektrum zwischen 1 und 2 MeV	85
66	Detektoreffizienz simuliert mit GEANT4	86
67	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 7.5 und 8 MeV	87
68	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 7 und 7.5 MeV	87
69	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 6.5 und 7 MeV	88
70	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 6 und 6.5 MeV	88
71	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 5.5 und 6 MeV	89
72	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 5 und 5.5 MeV	89
73	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 4 und 5 MeV	90
74	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 3 und 4 MeV	90
75	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 2 und 3 MeV	91
76	Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 1 und 2 MeV	91
77	^{nat}Ni Spektrum aufgenommen mit monoenergetischen Photonen an HI γ S bei 7.65 MeV	95
78	^{nat}Ni Spektrum aufgenommen mit monoenergetischen Photonen an HI γ S bei 8.38 MeV	95
79	^{nat}Ni Spektrum aufgenommen mit monoenergetischen Photonen an HI γ S bei 8.88 MeV	96
80	^{nat}Ni Spektrum aufgenommen mit monoenergetischen Photonen an HI γ S bei 9.5 MeV	96

List of Tables

1	Fitparameter zu Bestimmung des Photonenflusses an $\text{HI}\gamma\text{S}$	24
2	Ergebnisse der Experimente an ^{60}Ni	30
3	Ergebnisse einiger in [1] veröffentlichter Daten	34
4	In ^{58}Ni zugewiesene Paritäten. Angegeben sind zusätzlich die in [2] veröffentlichten Daten.	41
5	B(E1) Summenstärken verschiedener halbmagischer Kerne bis 9 MeV	45
6	Auswertung der Spektren	65
7	Auswertung der $\text{HI}\gamma\text{S}$ Spektren	75
8	Auswertung der an $\text{HI}\gamma\text{S}$ beobachteten ersten angeregten Zustände	93



1 Einleitung

Das Feld der Kernphysik ist ein sehr weit gestreutes Feld, daß sich von der Untersuchung der Kernbestandteile und der Kräften zwischen diesen über Eigenschaften von Vielteilchen Wechselwirkungen bis hin zu den physikalischen Eigenschaften von stellaren Objekten und Neutronensternen erstreckt. Eines der Ziele der Kernstrukturphysik ist hierbei die Entwicklung eines Modells, um die mikroskopischen Eigenschaften des Vielteilchen Quantensystems "Atomkern" basierend auf fundamentale Eigenschaften der Konsituenten zu verstehen. Bis heute konnte dieses Ziel jedoch noch nicht erreicht werden, obwohl die theoretischen Modelle zur Beschreibung von Kernmaterie in den letzten Jahren sehr viel weiterentwickelt wurden.

Um Theorien, bzw. Modelle bestätigen oder widerlegen zu können, sind vollständige und präzise experimentelle Daten erforderlich. Ausserdem führen unerwartete experimentelle Beobachtungen dazu, daß neue theoretische Modelle entwickelt werden.

1.1 Elektrische Dipolstärke

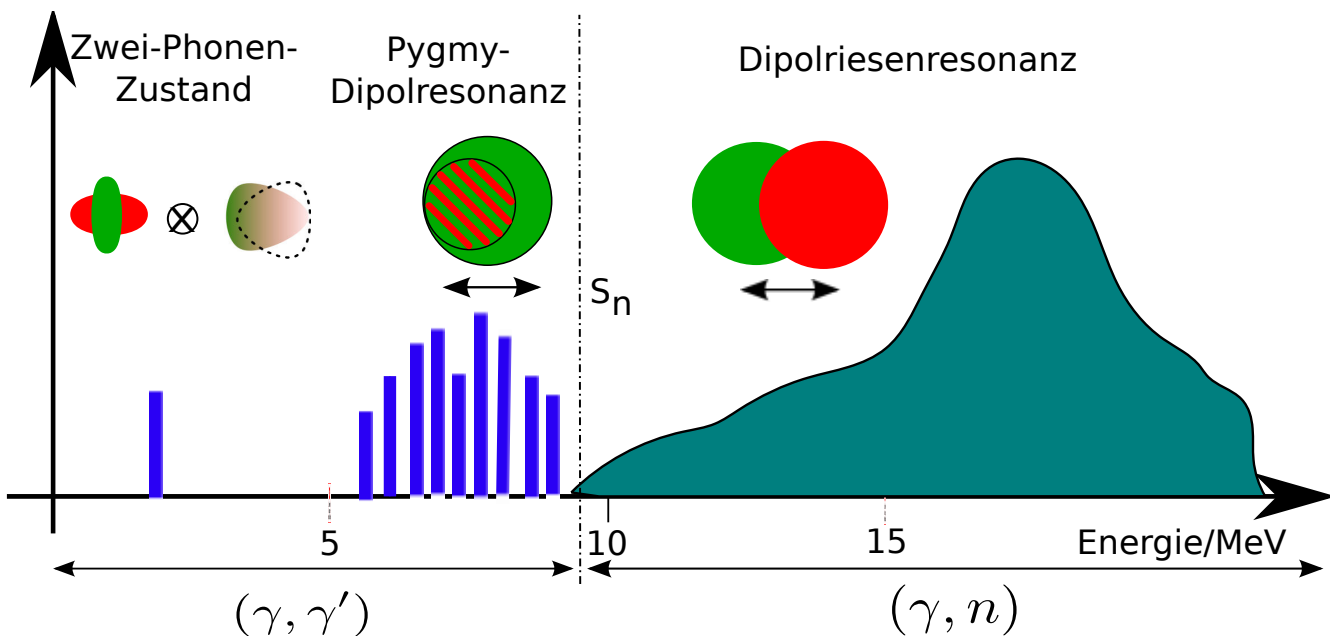


Fig. 1: Elektrische Dipolstärke aufgetragen über Energie: Im niederen Energiebereich findet sich der Zwei-Phononen-Zustand. Knapp unterhalb der Schwelle ist die Pygmy Dipolresonanz lokalisiert und oberhalb der Schwelle findet sich die Dipol-Riesenresonanz.

Ein Beispiel für eine unerwartete experimentelle Beobachtung ist die Entdeckung einer Ansammlung von elektrischer Dipolstärke unterhalb der Dipolriesenresonanz. Die elektrische Dipolstärke (E1 Stärke) eines Atomkerns ist ein bis heute noch intensiv diskutierter Effekt und gehört zu den fundamentalen Eigenschaften der Atomkerne. Dominiert wird die Dipolstärkeverteilung durch die sogenannte Isovекториelle Dipol Riesenresonanz (IVGDR), die sich in einem makroskopischen Bild als ein gegenphasiges Schwingen von Protonen und Neutronen beschreiben lässt. Unterhalb der IVGDR konnte in verschiedenen Massenregionen eine Ansammlung von elektrischer Dipolstärke beobachtet werden [2–11]. Diese niederenergetische E1 Stärke, üblicherweise als Pygmy Dipolresonanz (PDR) bezeichnet, wird bis heute erforscht und diskutiert, da diese sensitiv auf mikroskopische Modelle ist und als Test verschiedener theoretischer

Modelle dient. In vielen Modellen wird die PDR als eine Schwingung einer Neutronenhaut gegen einen Neutron=Proton Kern beschrieben und wird um so dominanter, je größer der Anteil der Neutronen im Kern ist [12–15]. Auch andere Modelle werden diskutiert. Daher sind experimentelle Daten notwendig um insbesondere systematische Untersuchungen durch zu führen. Diese Untersuchungen erlauben es, ein konsistentes Modell zu entwickeln. Abbildung 1 stellt schematisch die Verteilung von Dipolanregungen in einem mittelschweren Kern dar.

Systematische Studien der PDR in verschiedenen unterschiedlichen Massenregionen, wie zum Beispiel am $Z=50$ [7, 10, 16] oder $N=82$ Schalenabschluss [8, 13, 17] wurden bereits an stabilen Isotopen mit Photonenstreuexperimenten und an instabilen Kernen mit Coulomb Anregung in inverser Kinematik am FRS/LAND Aufbau durchgeführt [14, 18, 19]. Durch die unterschiedlichen experimentellen Methoden sind die verschiedenen Messungen jedoch teilweise auf unterschiedliche Energiebereiche sensitiv. Photonenstreuexperimente zum Beispiel sind nur bis zur Neutronenseparationsschwelle durchführbar, wohingegen Coulomb-Anregungs Experimente hauptsächlich auf den Energiebereich oberhalb der Neutronenseparationsschwelle limitiert sind. Aus diesem Grund ist es schwierig, den kompletten Energiebereich experimentell zu untersuchen und eine konsistente Systematik der elektrischen Dipolstärke für Kerne verschiedener Massenregionen zu erstellen und diese mit theoretischen Modellen zu vergleichen.

In dieser Arbeit soll die experimentelle Bestimmung von Dipolstärke am $Z=28$ Kern ^{60}Ni vorgestellt werden. Die Kenntnis der Dipolstärke in diesem Kern erlaubt es, die Systematik der PDR auch auf diese Massenregion zu erweitern. Die Experimente an ^{60}Ni wurden mit unpolarisierter Bremsstrahlung am Darmstädter Photonenstreuexperimentierplatz DHIPS [20] und mit linear polarisierten, quasi mono energetischen Photonen an der High Intensity Gamma Ray Source (HIγS) [21–23] am Triangle University Nuclear Laboratory (TUNL) der Duke University in Durham, NC. USA durchgeführt. Neben einer Ansammlung von Elektrischer Dipolstärke wurden dabei auch magnetische Dipolanregungen identifiziert.

Anschliessend werden die Ergebnisse mit anderen, aus Photonenstreuexperimenten gewonnenen E1 Dipolstärkeverteilungen in verschiedenen Kernen verglichen und insbesondere der Energiebereich bis 9 MeV untersucht.

1.2 Theoretische Beschreibung von Dipolstärke

- Das Quasi Particle Phonon Model (QPM)

Zur theoretischen Beschreibung der Dipolstärke in verschiedenen Kernen verwendet man häufig das Quasiparticle-Phonon Model (QPM). Da die in dieser Arbeit verwendeten theoretischen Berechnungen auf diesem Modell beruhen, soll es im Folgenden näher vorgestellt werden. Die hier beschriebenen Prinzipien des QPM Modells wurden aus [24] entnommen.

Kernanregungen werden im QPM Modell auf der Basis von Erzeugung und Vernichtung von Teilchen-Loch Paaren ($1p$ und $1h$) beschrieben. Diese Zustände werden als Quasiparticle-Zustände bezeichnet. Da die Teilchen-Loch Paare zu ganzzahligen Quantenzahlen koppeln, führt dies zur Entstehung von Bosonen, den sogenannten Phononen. Dabei bezeichnet ein Phonon nicht nur kollektive Zustände, sondern auch die Übergänge mit reiner $1p$ - $1h$ Kopplung. Gültig ist das Modell auch für multi-phonon Anregungen. Im QPM wird dabei der für das System verwendete Hamilton Operator schrittweise diagonalisiert. Dieser Hamiltonoperator wird dabei wie folgt gebildet:

$$H = H_{\text{einteilchen}} + H_{\text{paar}} + H_{\text{r.w.w.}} \quad (1)$$

Der erste Term bezeichnet die Wechselwirkung der Protonen und -Neutronenfelder. Diese wird in zweiter Quantisierung durch Erzeuger- (a_{jm}^+) und Vernichtungsoperatoren (a_{jm}) von Teilchen für das Niveau des entsprechenden Feldes $j \equiv [n, l, j]$ und m beschrieben als

$$H_{\text{einteilchen}} = \sum_{\tau} \sum_{j,m}^{n,p} E_{j,\tau} a_{jm\tau}^+ a_{jm\tau}. \quad (2)$$

Die Energie der Einteilchen Zustände wird als E_j bezeichnet, welche in sphärischen Kernen durch die Magnetquantenzahl m entartet ist. Die Variable $\tau = -1(+1)$ bezeichnet Neutronen, bzw. Protonen.

Die Wechselwirkung, welche verantwortlich für die Paarbildung in nichtmagischen Kernen ist, wird im zweiten Term H_{paar} berücksichtigt. Diese Wechselwirkung wird durch Monopol Paarbildung mit einem konstanten Matricelement G_{τ}^0 beschrieben. Dieses Matricelement wird als Parameter genutzt, um die experimentelle Paarungsenergie zu beschreiben.

$$H_{\text{paar}} = \sum_{\tau}^{n,p} G_{\tau}^{(0)} \sum_{j,j'} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} [a_{jm\tau}^+ a_{j-m\tau}^+]_{00} [a_{j'm-\tau} a_{j'\tau}]_{00}, \quad (3)$$

mit

$$[a_{jm\tau}^+ a_{j'm'\tau}^+]_{\lambda\mu} = \sum_{m,m'} C_{jmj'm'}^{\lambda\mu} a_{jm\tau}^+ a_{j'm'\tau}^+. \quad (4)$$

Hierbei bezeichnen $C_{jmj'm'}^{\lambda\mu}$ die entsprechenden Clebsch Gordan Koeffizienten. In halbmagischen Kernen ergeben die Pairing Terme keinen Beitrag, der für das jeweils offene Protonen- oder Neutronensystem nicht Null wird. Das QPM Modell wird normalerweise für mittelschwere und schwere Kerne angewendet, in denen die Protonen- und Neutronenschalen unterschiedlich gefüllt sind. Aus diesem Grund wird hier das Monopol-Pairing vernachlässigt.

Der letzte Term des Hamilton Operators beschreibt die Restwechselwirkung. Dieser Term wird in einer separierbaren Form betrachtet und erlaubt dabei die Einbeziehung von Multipol-Zerfällen. In Teilchen-Loch Darstellungsweise kann er geschrieben werden als:

$$H_{r.w.}^{(p-h)} = \sum_{\mu\lambda} \sum_{\tau\rho}^{\pm 1} ((1-\rho)\kappa_0^{(\lambda)} + \rho\kappa_0^{(\lambda)}) M_{\lambda\mu}^+(\tau) M_{\lambda\mu}(\tau\rho), \quad (5)$$

wobei $\kappa_{0(1)}^{(\lambda)}$ die Modellparameter, welche die Stärke der isoskalaren (isovektoriellen) Restwechselwirkung darstellen bezeichnet. Der Parameter $\rho=0$ (1) bezeichnet die Stärke der isoskalaren (isovektoriellen) Übergänge. Der Multipoloperator $M_{\lambda\mu}^+(\tau)$ für Zustände mit natürlicher Parität (in einem Kern mit gerader Protonen und Neutronenzahl ist dieser positiv) ist gegeben durch

$$M_{\lambda\mu}^+(\tau) = \sum_{j,m,j',m'} \langle jm\tau | i^{\lambda} f_{\lambda}^{\tau}(r) Y_{\lambda\mu}(\Omega) | j'm'\tau \rangle a_{jm\tau}^+ a_{j'm'\tau} \quad (6)$$

und für Zustände unnatürlicher Parität

$$M_{\lambda\mu}^+(\tau) = \sum_{j,m,j',m',l,m_1} \langle jm\tau | i^l f_l^\tau(r) [\sigma \cdot Y_{\lambda\mu}(\Omega)]_{\lambda\mu} | j'm'\tau \rangle a_{jm\tau}^+ a_{j'm'\tau}. \quad (7)$$

Die Funktion $f_\lambda^\tau(r)$ beschreibt den radialen Formfaktor, der entweder in der Form r^λ oder durch die Ableitung des Feldes $f_\lambda^\tau = dU^\tau(r)/dr$ gebildet wird.

Die Lösung der Schrödingergleichung kann durch Diagonalisierung des in Gleichung 1 definierten Hamiltonoperators gebildet werden. Die ersten beiden Terme werden zu Beginn diagonalisiert. Hierzu werden die Bogoliubov Transformationen der Teilchenerzeugungs- (Vernichtung-) Operatoren zur Quasiteilchenerzeugungs (-vernichtungs) Operatoren angewendet zu

$$a_{jm\tau}^+ = u_j \alpha_{jm\tau} + (-1)^{j-m} v_j \alpha_{j-m\tau}. \quad (8)$$

Hierbei sind u_j^2 und v_j^2 die Besetzungswahrscheinlichkeiten für Teilchen und Löcher in der Schale j . Der Grundzustand eines gerade-gerade Kerns wird dabei als Quasiteilchen-Vakuum angesetzt: $\alpha_{jmr} | \rangle_q \equiv 0$. Die Energie des Grundzustands ist dann minimiert

$$\delta \langle | H_{einteilchen} + H_{paar} | \rangle_q + \sum_j \mu_j (u_j^2 + v_j^2 - 1) = 0, \quad (9)$$

wobei μ_j die Lagrange Koeffizienten bezeichnet. Die sich ergebenden BCS Gleichungen können nun mit den Korrelationsfunktionen $C_\tau = G_\tau^{(0)} \sum_j u_j v_j$ und dem chemischen Potentialen λ_τ für Neutronen-Protonen Systeme gelöst werden. Die Koeffizienten der Bogoliubov Transformation können durch

$$v_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_{j\tau} - \lambda_\tau}{\epsilon_{j\tau}} \right), \quad u_j^2 = 1 - v_j^2 \quad (10)$$

beschrieben werden, wobei

$$\epsilon = \sqrt{C_\tau^2 + [E_{j\tau} - \lambda_\tau]^2} \quad (11)$$

die Quasiteilchenenergie darstellt.

Hat man die ersten beiden Teile von Gleichung 1 diagonalisiert, kann man schreiben:

$$H_{einteilchen} + H_{paar} = \sum_\tau \sum_{j,m}^{n,p} \epsilon_{j\tau} \alpha_{jm\tau}^+ \alpha_{jm\tau}. \quad (12)$$

Da der Grundzustand als Quasiteilchen-Vakuum bezeichnet wird, sind die einfachsten angeregten Zustände eines Kerns die Zweiteilchen Zustände $\alpha_{jm\tau}^+ \alpha_{j'm'\tau}^+ | \rangle_q$. Diese entsprechen Teilchen-Loch Anregungen, vernachlässigt man Monopol-Pairing. Diese Zweiteilchen Zustände können in den Quasi-Boson Raum abgebildet werden, wenn man folgenden Phonon-Operator für die Multipolarität λ und die Projektion μ anwendet

$$Q_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\tau} \sum_{j,j'}^{n,p} \{ \Psi_{jj'\tau}^{\lambda i} [a_{j\tau}^+ a_{j'\tau}^+]_{\lambda\mu} - (-1)^{\lambda-\mu} \Phi_{jj'\tau}^{\lambda i} [\alpha_{j'\tau} \alpha_{j\tau}]_{\lambda-\mu} \}. \quad (13)$$

Die Anzahl der verschiedenen Phononen für ein gegebenes λ sollte gleich der Summe von Protonen und Neutronen Zweiteilchen-Zustände sein, die zum selben Drehimpuls koppeln. Der Index i bezeichnet diese Phononen. Die Phononen $Q_{\lambda\mu i}^+$ in Gleichung 13 entstehen nur durch Proton-Proton oder Neutron-Neutron Zweiteilchen Konfigurationen $[\alpha_{j\tau}^+ \alpha_{j'\tau}^+]_{\lambda\mu}$. Die Koeffizienten $\Psi_{jj'\tau}^{\lambda i}$ und $\Phi_{jj'\tau}^{\lambda i}$ können durch Diagonalisierung des Hamiltonians in Ein-Phonon Raumzuständen $Q_{\lambda\mu i}^+ | \rangle_{ph}$ mit dem Variationsverfahren

$$\delta = \left\{ \langle | Q_{\lambda\mu i} H Q_{\lambda\mu i}^+ | \rangle - \left(\frac{\omega_{\lambda i}}{2} \right) \left[\sum_{jj'} \{ (\Psi_{jj'\tau}^{\lambda i})^2 - (\Phi_{jj'\tau}^{\lambda i})^2 \} - 2 \right] \right\} = 0 \quad (14)$$

gebildet werden. Hier ist $\omega_{\lambda i}$ die Energie des i -ten Phonons. Das führt zu einer gut bekannten Random-Phase Approximation (RPA)- Gleichung, deren Lösung für jede Multipolarität λ^π das Spektrum der Ein-Phonon Anregung $\omega_{\lambda i}$ ergibt.

Als Feld, daß die Protonen und Neutronen erzeugen, setzt man ein phänomenologisches Wood-Saxon Potential an.

$$U^\tau = \frac{V_0^\tau}{1 + e^{(r-R_0^\tau)/a_0^\tau}} - \frac{\hbar^2}{\mu^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{V_{ls}^\tau}{1 + e^{(r-R_{ls}^\tau)/a_{ls}^\tau}} l \cdot s \right) + V_{Coul}(r) \quad (15)$$

Das Potential enthält dabei einen Zentral, einen Spin-Orbit, sowie einen Coulomb Term. Nach der Diagonalisierung des Hamilton Operators im Ein-Teilchen Raum, kann dieser in Termen des Phonon Operators geschrieben werden als

$$H = \sum_{\lambda\mu i} \bar{\omega}_{\lambda i} Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda\mu i} + H_{int}. \quad (16)$$

Wobei H_{int} den restlichen Teil der Restwechselwirkung enthält, der nicht in den Raum der Phononenoperatoren projiziert werden kann. Dieser kann in einer Summe von Phononen-Operatoren entwickelt werden. Berücksichtigt man nur den ersten Term dieser Entwicklung, zum Beispiel nur die Zwei-Phononen Operatoren, erhält man die nichtdiagonalen Terme des Hamiltonoperators H_{int} im Raum der Phonon-Operatoren der Form

$$H_{int} = \sum_{\substack{\lambda\mu i \\ \lambda_1\mu_1 i_1 \\ \lambda_2\mu_2 i_2}} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) Q_{\lambda\mu i}^+ [Q_{\lambda_1\mu_1 i_1} Q_{\lambda_2\mu_2 i_2}]_{\lambda\mu} + h.c.. \quad (17)$$

Hier sind die Matrixelemente der Wechselwirkung zwischen Ein- und Zweiteilchen Phonon Konfigurationen $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) = \langle Q_{\lambda\mu i} | H | [Q_{\lambda_1\mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2\mu_2 i_2}^+]_{\lambda} \rangle$. Diese können berechnet werden, indem man die interne Fermionenstruktur verwendet. Zum Beispiel die Amplituden $\Psi_{jj'}^{\lambda_1 i_1}, \Phi_{jj'}^{\lambda_1 i_1}, \Phi_{jj'}^{\lambda_2 i_2}, \Psi_{jj'}^{\lambda_2 i_2}$, und $\Psi_{jj'}^{\lambda i}, \Phi_{jj'}^{\lambda i}$. Die Wellenfunktion der angeregten Zustände mit Drehimpuls λ und Projektion μ kann also als Komposition der Einteilchen und Zweiteilchen Konfigurationen geschrieben werden.

$$|\Psi\rangle_{\lambda\mu} = \left(\sum_i R_i Q_{\lambda\mu i}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1\mu_1 i_1 \\ \lambda_2\mu_2 i_2}} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} [Q_{\lambda_1\mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2\mu_2 i_2}^+]_{\lambda\mu} \right) | \rangle_{ph} \quad (18)$$

Die Koeffizienten R_i und $P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}$, sowie die Eigenenergien der Zustände in Gleichung 18 können durch die Diagonalisierung des Hamiltonians 16 im Raum der Zustände in Gleichung 18 bestimmt werden. Schematisch ist diese schrittweise Diagonalisierung in Abbildung 2 dargestellt.

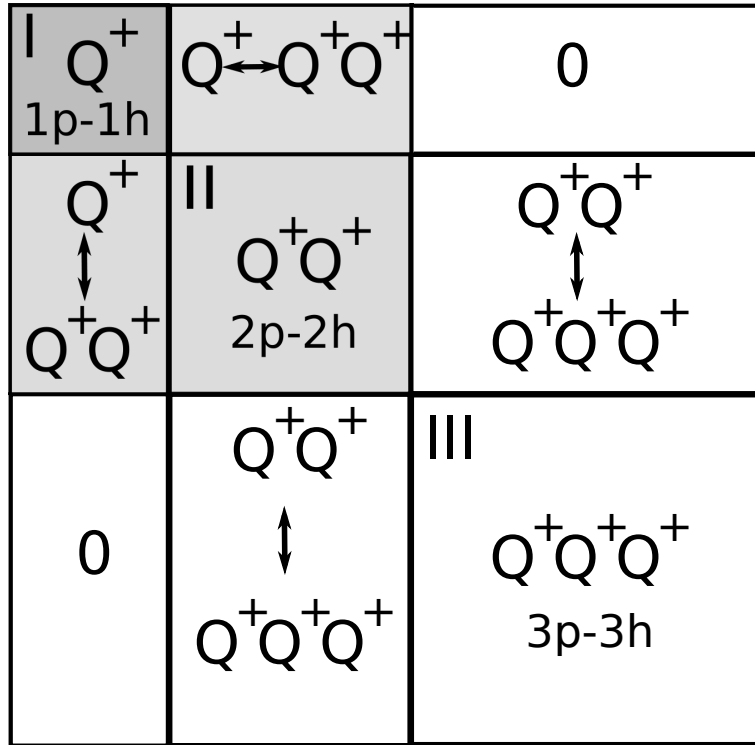


Fig. 2: Schema der Diagonalisierung im QPM.

2 Photonen als Sonden zur Kernstruktur

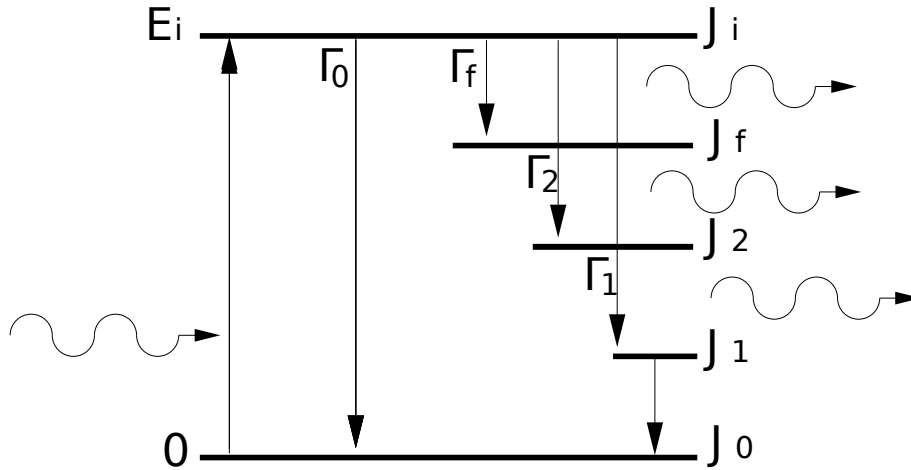


Fig. 3: Prinzip der Kernresonanzfluoreszenz (KRF): Ein Photon regt ein Energieniveau mit dem Spin J_i im Kern an. Dieses Niveau zerfällt unter Aussendung von Photonen entweder direkt oder über weitere angeregte Zwischenzustände zurück in den Grundzustand.

Die Methode der Photonenstreuung, oder auch Kernresonanzfluoreszenz (KRF) nutzt die resonante Absorption von Photonen zur Anregung eines teilchengebundenen Kernniveaus mit dem Spin J , welcher durch Emission von Photonen zurück in den Grundzustand zerfällt. Hierbei unterscheidet man zwischen dem direkten Zerfall in den Grundzustand (elastische Streuung) oder aber dem Zerfall über angeregte Zwischenzustände (inelastische Streuung). Ausführlich wird diese Methode in [9, 25] beschrieben. Das Prinzip der KRF ist in Abbildung 3 dargestellt. Da Photonen einen geringen Drehimpuls übertragen, werden hierbei vorzugsweise Dipol- und Quadrupolübergänge induziert. Das heisst, im Fall eines Kerns mit gerader Proton und Neutronenzahl (gg-Kern) und $J_0^\pi = 0^+$ Grundzustand werden $J_i^\pi = 1^\pm$ und $J_i^\pi = 2^\pm$ Zustände angeregt. Der Zerfall des angeregten Kernniveaus erfolgt durch Aussendung von γ -Strahlung der Multipolordnung λ . Die Multipolordnung der induzierten Kernübergänge ist durch die Dreiecksrelation

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq |J_i + J_f| \quad (19)$$

gegeben, wobei J_i und J_z die Drehimpulsquantenzahlen des Anfangs, bzw. Endzustands bezeichnen. Der Charakter der Strahlung ergibt sich aus der Multipolordnung λ und den Paritäten der Zustände. Für elektrische Strahlung gilt:

$$\pi_i = (-1)^\lambda \cdot \pi_f \quad (20)$$

und bei magnetischer Strahlung

$$\pi_i = (-1)^{\lambda+1} \cdot \pi_f. \quad (21)$$

Diese verschiedenen Arten von Strahlung werden auch kürzer als E1, M1, E2 usw. Übergänge bezeichnet. Je nach Drehimpulsen der beteiligten Zustände sind nach Gleichung 19 mehrere Strahlungsarten möglich. Das Multipol-Mischungsverhältnis ist dabei definiert als:

$$\delta_{i \rightarrow f} = \frac{\langle J_f | M(\lambda + 1) | J_i \rangle}{\langle J_f | M(\lambda) | J_i \rangle}. \quad (22)$$

Wobei δ aus dem Verhältnis der verschiedenen Übergangsmatrixelementen M definiert wird.

2.1 Bestimmung von Übergangsstärken

Der differentielle Wirkungsquerschnitt σ der Absorption und Reemission eines Photons aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand und dem Zerfall in den Grundzustand oder in angeregte Zwischenzustände zeigt eine resonante Verteilung in Breit-Wigner Form [26]. Der funktionale Zusammenhang des Wirkungsquerschnitts für die Anregung aus dem Grundzustand in den Zustand z und anschliessenden Zerfall in den Zustand f ist gegeben durch:

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_i} \right)^2 \cdot \frac{2J_z + 1}{2J_0 + 1} \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{(E - E_i)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (23)$$

Hier ist J_0 die Grundzustands-Spinquantenzahl und J_z die Spinquantenzahl des angeregten Zustands. Mit E_z wird die Energie des angeregten Zustands bezeichnet, Γ_0 beschreibt die Zerfallsbreite in den Grundzustand, Γ_f die Partialbreite in den Zwischenzustand f und $\Gamma = \sum \Gamma_f$ die Gesamtzerfallsbreite.

Die thermische Bewegung der Atome führt zu einer Dopplerverbreiterung. Sie wird beschrieben durch:

$$w(E') = \left(\frac{1}{\Delta \pi^{1/2}} \right) \cdot e^{-(\frac{E' - E}{\Delta})^2} \text{ mit } \Delta = E \sqrt{\frac{2k_B T}{Mc^2}} \quad (24)$$

Diese muss mit Gleichung 23 gefaltet werden:

$$\sigma'_i(E) = \int dE' \sigma_i(E') \cdot w(E') \quad (25)$$

Durch Integration über die Energie E erhält man schliesslich den integrierten Wirkungsquerschnitt.

$$I_i = \int dE \cdot \sigma'_i(E) = \frac{2J_i + 1}{2J_0 + 1} \cdot \left(\pi \frac{\hbar c}{E_i} \right)^2 \cdot \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma}. \quad (26)$$

Zur Detektion der gestreuten Photonen werden in der Regel hochauflösende Germaniumdetektoren (HPGe Detektoren) verwendet.

Experimentell lässt sich der Integrierte Wirkungsquerschnitt aus der Anzahl A_i der Ereignisse in der Fläche des Peaks i bestimmen. Diese errechnet sich mittels der Formel

$$A_i = N_T \cdot \int_t \int_E dE dt \cdot \Phi(E, t) \cdot \sigma_i(E) \cdot \epsilon_{int}(E_i) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot W_i^{eff}(\Theta, \Delta\Omega) \quad (27)$$

Hierbei bezeichnet N_T die Anzahl der Kerne im zu untersuchenden Target. Die Anzahl der zum Zeitpunkt t auf das Target treffenden Photonen pro Energie-, Flächen- und Zeiteinheit wird als $\Phi(E, t)$ bezeichnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt σ_i wurde bereits in Gleichung 23 eingeführt. Die intrinsische Detektoreffizienz bei der Energie E_i wird hier mit ϵ_{int} bezeichnet. $\Delta\Omega$ bezeichnet den Öffnungswinkel des Detektors, sowie $W_i^{eff}(\Theta, \Delta\Omega)$ die über den Öffnungswinkel des Detektors integrierte Winkelverteilung. Diese wird in Abschnitt 2.3 näher erläutert. Die intrinsische Photopeakeffizienz $\epsilon_{int}(E_i)$ lässt sich mit dem Faktor $\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ zur absoluten Effizienz $\epsilon_{abs}(E_i)$ zusammenfassen. Der Photonenfluss kann innerhalb eines Energieintervalls, in welchem sich ein Übergang findet, als konstant angenommen werden, daher kann dieser aus

dem Integral herausgezogen werden. Mit dem Produkt aus Photonenfluss und absoluter Effizienz $N_\gamma \cdot \epsilon = \int dt \cdot \Phi(E_i, t)$ und dem integrierten Wirkungsquerschnitt $I_i = \int dE \cdot \sigma_i(E)$ kann Gleichung 27 umgeschrieben werden zu:

$$A_i = N_T \cdot N_\gamma(E) \cdot \epsilon_{abs}(E_i) \cdot I_i \cdot W_i^{eff}(\Theta, \Delta\Omega). \quad (28)$$

Die Grösse A_i ist direkt aus dem Spektrum gegeben. Das Produkt aus Photonenfluss N_γ und Effizienz ϵ_{abs} lässt sich aus Eichmessungen bestimmen (vergleiche Kapitel 4). Die Grösse $W_i^{eff}(\Theta, \Delta\Omega)$ ist durch die Spinquantenzahlen der beobachteten Übergänge gegeben. Die Bestimmung dieser wird in Abschnitt 2.3 erläutert. Sind die Spinquantenzahlen der beobachteten Zustände bekannt, lässt sich mit Hilfe von Gleichung 28 der integrierte Wirkungsquerschnitt und mit Hilfe von Gleichung 26 bei bekannten Γ_0/Γ die Übergangsbreite Γ_0 der angeregten Zustände errechnen. Die Gesamtzerfallsbreite Γ ist durch die Unschärferelation mit der Lebensdauer des angeregten Zustands τ verknüpft:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}. \quad (29)$$

Aus den so bestimmten Übergangsbreiten Γ_0 lassen sich die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, oder auch Übergangsstärken, bezeichnet $B(\sigma\lambda)$, aus dem Grundzustand bestimmen. Hierbei beschreibt σ den Charakter (Elektrisch, oder Magnetisch) und λ die Multipolordnung der Übergänge. Die Übergangsstärke der Emission und Absorption unterscheidet sich dabei durch den spinabhängigen Faktor g :

$$B(\sigma\lambda) \uparrow = g \cdot B(\sigma\lambda) \downarrow, \quad (30)$$

wobei g definiert ist als:

$$g = \frac{2J + 1}{2J_0 + 1}. \quad (31)$$

Die magnetischen und elektrischen Übergangsstärken lassen sich aus der Grundzustandsübergangsbreite berechnen durch:

$$B(E1) \uparrow = 9.554 \cdot 10^{-4} \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0}{E^3} \left[e^2 \text{fm}^2 \right], \quad (32)$$

$$B(M1) \uparrow = 8.641 \cdot 10^{-2} \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0}{E^3} \left[\mu_N^2 \right], \quad (33)$$

$$B(E2) \uparrow = 1.245 \cdot 10^3 \cdot g \cdot \frac{\Gamma_0}{E^5} \left[e^2 \text{fm}^4 \right]. \quad (34)$$

Hier bezeichnet E die Energie des beobachteten Zustands in MeV und Γ_0 die Grundzustandsübergangsbreite in meV.

2.2 Experimentelle Sensitivität

In (KRF)-Experimenten entstehen durch den kontinuierlichen Charakter der Photonenstrahlspektren Untergrundeﬀekte im gesamten Energiebereich. Diese Untergrundeﬀekte sind im Wesentlichen auf die komplexe Response-Funktion der verwendeten Detektoren, sowie auf Untergrundereignisse, wie atomare Streuungen am Target zurück zu führen. Der experimentelle Untergrund limitiert den Nachweis schwacher Übergänge. Ein Übergang eines Kernniveaus äußert sich in einem Peak im Spektrum, dessen Nettoﬂäche A sich aus der Gesamtﬂäche F abzüglich des Untergrundes B ergibt.

$$A = F - B. \quad (35)$$

Da der Untergrund über die Breite eines Peaks als konstant angenommen werden kann, berechnet sich dieser aus der Peakbreite k und dem Untergrund pro Kanal B_k :

$$B = k \cdot B_k. \quad (36)$$

Der Fehler ΔA der Peakﬂäche ist dann gegeben durch:

$$\Delta A = \sqrt{(\Delta F)^2 + (\Delta B)^2} = \sqrt{F + B} = \sqrt{A + 2B} \quad (37)$$

Fordert man für den maximalen relativen Fehler einer Peakﬂäche

$$\frac{\Delta A}{A} \leq p. \quad (38)$$

Ergibt sich daraus für die minimal nachweisbare Peakﬂäche:

$$A \geq \frac{1}{2p^2} + \sqrt{\frac{1}{4p^4} + \frac{2B}{p^2}}. \quad (39)$$

In den meisten Fällen kann Gleichung 39 zu

$$A > \sqrt{2B} \quad (40)$$

vereinfacht werden.

Aus den Gleichungen 28 und 26 errechnet sich dann der minimale integrierte Wirkungsquerschnitt, den ein Zustand haben muss, um ihn bei einem gemessenen Spektrum beobachten zu können.

2.3 Bestimmung von Spinquantenzahlen

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, erfordert die Bestimmung der Übergangsstärken angeregter Zustände die Kenntnis ihrer Spinquantenzahlen. Diese erfolgt dabei durch die Betrachtung der Intensitätsverteilung der gestreuten Photonen unter verschiedenen Winkeln. Durch die ausgezeichnete Richtung des anregenden Photonenstrahls und des Strahlungscharakters der gestreuten Photonen ergeben sich verschiedene Winkelverteilungen für unterschiedliche Spinsequenzen. Die Winkelverteilung des emittierten Photons $W(\Theta)$ für die Spinsequenz $J_0^{\pi_0}(L_1, L'_1) \rightarrow J^\pi \rightarrow (L_2, L'_2)J_f^{\pi_f}$ bei Anregung aus dem Grundzustand ergibt sich somit aus [27, 28]

$$W(\Theta) = \sum_{\nu=0}^{\text{gerade}} B_\nu(\gamma_1) A_\nu(\gamma_2) P_\nu(\cos \Theta). \quad (41)$$

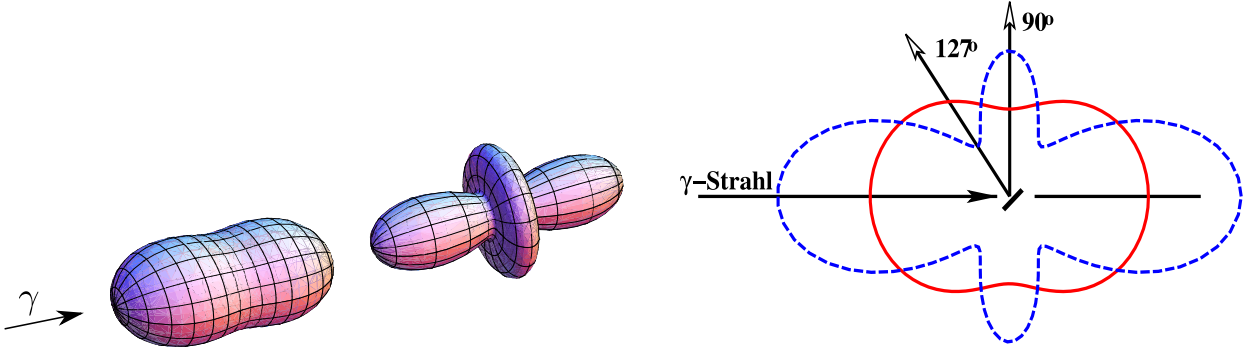


Fig. 4: Winkelverteilungen für Dipol- und Quadrupolanregungen eines gg-Kerns. Das Verhältnis der Ereignisse unter 90° und 127° ermöglicht es, die Spinquantenzahlen der angeregten Zustände zu bestimmen.

Wobei P_ν das unnormierte, assoziierte Legendrepolynom der ν -ten Ordnung ist. Die Entwicklungskoeffizienten A_ν und B_ν können durch F-Koeffizienten ausgedrückt werden:

$$A_\nu(\gamma_2) = \frac{1}{1 + \delta_2^2} [F_\nu(L_2, L_2, J_f, J) + 2\delta_2 F_\nu(L_2, L_2', J_f, J) + \delta_2^2 F_\nu(L_2', L_2', J_f, J)], \quad (42)$$

$$B_\nu(\gamma_1) = \frac{1}{1 + \delta_1^2} [F_\nu(L_1, L_1, J_0, J) - 2\delta_1 F_\nu(L_1, L_1', J_0, J) + \delta_1^2 F_\nu(L_1', L_1', J_0, J)]. \quad (43)$$

Die F-Koeffizienten können aus [28] entnommen werden. Das Multipol-Mischungsverhältnis δ wird in Gleichung 22 beschrieben.

Betrachtet man einen Kern mit gerader Neutronen- und Protonenanzahl (gg-Kern), so ergeben sich im Fall von rein elastischen Übergängen aufgrund der Auswahlregeln (Kapitel 19) nur reine Dipol- bzw. Quadrupolstrahlung. Diese entsprechen den Spinsequenzen $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ und $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$. Die Winkelverteilung für eine $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ Sequenz berechnet sich zu

$$W(\Theta) = \frac{3}{4} \cdot (1 + \cos^2(\Theta)) \quad (44)$$

und für die Spinsequenz $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ zu

$$W(\Theta) = \frac{5}{4} \cdot (1 - 3\cos^2(\Theta) + 4\cos^4(\Theta)). \quad (45)$$

In Abbildung 2.2 sind die Winkelverteilungen für eine Dipol- bzw. Quadrupolanregung in einem Kern mit Grundzustandspin und -Parität $J_0=0^+$ schematisch, bzw in 3-dimensionaler Darstellung dargestellt. Aus den Verhältnissen der Ereignisse unter verschiedenen Winkeln

$$\omega = \frac{W(\Theta_1)}{W(\Theta_2)} \quad (46)$$

kann man die Multipolordnung des Übergangs und somit den Spin J^π des angeregten Niveaus bestimmen. Für die Winkel $\Theta_1 = 127^\circ$ und $\Theta_2 = 90^\circ$ ergeben sich für die Spinfolge $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$ in einem gg-Kern nach Gleichung 41 das Verhältnis $\omega = 0.71$ und für $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ das Verhältnis $\omega = 2.21$.

Für Kerne mit ungerader Protonen bzw. Neutronenzahl (ug, gu- Kerne) ist die Bestimmung der Spinquantenzahl der angeregten Zustände schwierig. Durch das ungepaarte Nukleon hat der Grundzustand einen von Null verschiedenen Drehimpuls. Hier sind die Dipol- und Quadrupol-Winkelverteilungen weniger stark ausgeprägt.

2.4 Paritätsbestimmung

Die Bestimmung von Paritäten angeregter Zustände erfolgt in der KRF über Polarisationsobservablen. Prinzipiell gibt es dabei zwei verschiedene Wege. Die erste Methode hierfür ist die Verwendung von Polarimetern, um die Polarisation der Photonen im Ausgangskanal zu messen. Hier verwendet man zur Anregung unpolarisierte Photonen, zum Beispiel Bremsstrahlung und misst die Polarisation emittierter Photonen mit Segmentierten, hochreinen Germaniumdetektoren (HPGe) über die Methode der Comptonpolarimetrie [25, 29]. Ein Nachteil dieser Methode ist, daß die Empfindlichkeit zu hohen Energien abnimmt, und bei Energien oberhalb von 4 MeV nur noch wenige Prozent beträgt. Abbildung 5 zeigt die erzielbare Asymmetrie eines Compton-Polarimeters bestehend aus einem Clover Detektor in Abhängigkeit der Energie. Für eine genauere Definition siehe [29]. Man erkennt, daß die Empfindlichkeit zu hohen Energien hin abnimmt. Paritätsbestimmungen bei hohen Energien über diese Methode erfordern daher eine hohe Statistik, um trotz der geringen Polarisationsempfindlichkeit noch eine eindeutige Zuordnung durchführen zu können. Ebenfalls in Abbildung 5 dargestellt ist die Asymmetrie für das Darmstadt Gamma-ray Tracking Assembly (DAGATA) [30] Polarimeter. Dieses Polarimeter besteht aus einem hochsegmentierten Germanium Detektor. Die hohe Segmentierung ermöglicht es, die Polarisationsempfindlichkeit auch in hohen Energiebereichen zu steigern.

Eine Alternative zur Compton Polarimetrie ist die Definition der Polarisation im Eingangskanal durch Anregung mit polarisierten Photonen. Diese Methode erfordert dementsprechend eine Quelle polarisierter Photonen, was gleichzeitig den wesentlichen Nachteil der Methode darstellt, da die Erzeugung eines ausreichend hoch polarisierten Photonenstrahls wesentlich aufwendiger ist. Der entscheidende Vorteil hingegen liegt darin, daß bei Verwendung von polarisierten Photonen zur Anregung der Multipolcharakter (und damit die Parität des angeregten Zustands) aus der Winkelverteilung der emittierten Photonen bestimmt werden kann. Der Formalismus zur Berechnung der erwarteten Winkelverteilung entspricht dem in Kapitel 2.3. Die Experimente mit polarisierten Photonen führt man an Beschleunigern wie zum Beispiel an der High Intensity Gamma-Ray Source HIγS am Duke Free Electron Laser Laboratory durch (siehe Abschnitt 3.4) [21–23]. Man verwendet dazu monoenergetische, linear polarisierte Photonen. Um bei diesen Experimenten die Paritätsbestimmung durchzuführen, misst man die Asymmetrie der gestreuten Photonen senkrecht zur Achse des anregenden Photonenstrahls. Die Winkelverteilung der gestreuten Photonen ergibt sich nach dem Formalismus von Krane, Steffen und Wheeler [28] aus:

$$W(\Theta, \phi) = W(\Theta) + \pi_1 \cos(2\phi) \sum_{\nu=2}^{gerade} B'_\nu(\vec{\gamma}_1) A_\nu(\gamma_2) P_\nu^2(\cos\Theta). \quad (47)$$

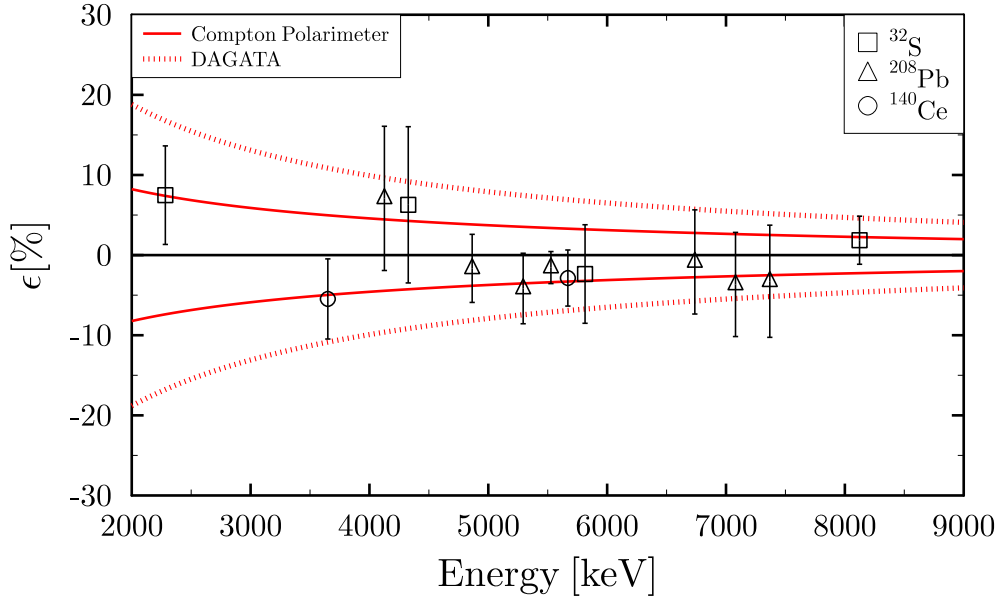


Fig. 5: Polarisationsensitivität für Compton Polarimetrie. Zu erkennen ist, daß im Energiebereich ab ca. 8 MeV die Sensitivität bereits nur noch wenige % beträgt, was Paritätszuweisungen in diesem Energiebereich erschwert (Daten aus [29]). Ebenso ist die Sensitivität des DAGATA Detektors dargestellt [31], dessen hohen Segmentierung die Polarisationsempfindlichkeit deutlich erhöht.

Wobei $A_v(\gamma_2)$ bereits in Gleichung 42 definiert wurde und

$$B'_v(\vec{\gamma}_1) = \frac{1}{1 + \delta_1^2} [\kappa_v(L_1, L_1) F_v(L_1, L_1, J_0, J) + 2\delta_1^2 \kappa_v(L_1, L'_1)(L_1, L'_1, J_0, J) - \delta_1^2 \kappa_v(L'_1, L'_1) F_v(L'_1, L'_1, J_0, J)] \quad (48)$$

ist. Hierin bezeichnet $W(\Theta)$ die Winkelverteilung für unpolarisierte Photonen (Vergl. Gleichung 41, ϕ ist der Winkel zwischen dem elektrischem Feldvektor des einfallenden Photonenstrahls und der Streuebene und $P_v^{(2)}$ bezeichnet das unnormalisierte Legendrepolynom zweiter Art. Die Koeffizienten $\kappa_v(L_1, L'_1)$ sind in [32] tabelliert. Der Faktor π_1 kennzeichnet elektrische (-) oder magnetische (+) Anregungen bezüglich L'_1 . Die Winkelverteilung für eine $0^+ \rightarrow 1^\pi \rightarrow 0^+$ Kaskade ist somit gegeben durch:

$$W(\Theta, \Phi) = 1 + \frac{1}{2} \left[P_2(\cos\Theta) + \frac{1}{2} \pi_1 \cos(2\phi) P_2^{(2)}(\cos\Theta) \right] \quad (49)$$

Abbildung 2.4 zeigt die entsprechenden Winkelverteilungen. Zerfällt ein Zustand mit magnetischem Charakter, so bilden sich Intensitätsmaxima in der Polarisationssebene des einfallenden Strahls aus. Bei Zerfällen mit elektrischem Charakter (negative Parität), bilden sich die Maxima senkrecht zur Polarisationssebene aus.

Durch den Vergleich der Anzahl der Ereignisse in und senkrecht zur Polarisationssebene lassen sich so die Paritäten der einzelnen angeregten Zustände bestimmen. Man definiert hierfür die Asymmetrie Σ wie folgt:

$$\Sigma = \frac{W(90^\circ, 0^\circ) - W(90^\circ, 90^\circ)}{W(90^\circ, 0^\circ) + W(90^\circ, 90^\circ)} \quad (50)$$

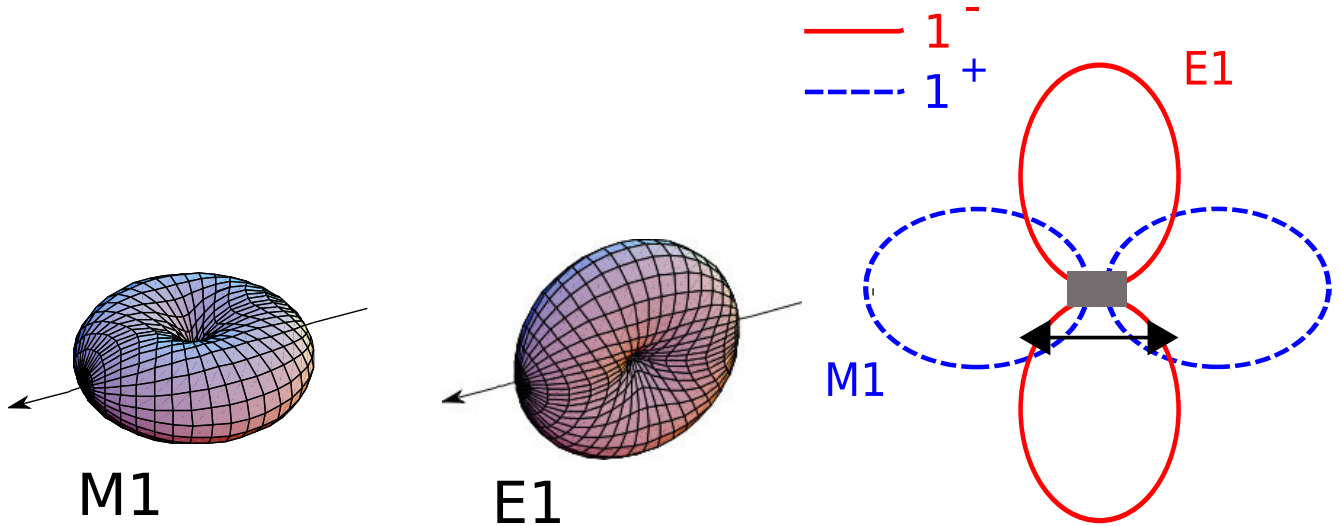


Fig. 6: Winkelverteilung für eine $0^+ \rightarrow 1^\pi \rightarrow 0^+$ Kaskade. Je nach Parität der beobachteten Anregung bilden sich Maxima und Minima in, bzw. senkrecht zur Polarisationssebene aus. Dabei zeigen in diesem Fall Übergänge mit magnetischen Charakter (M1) Maxima in der Polarisationssebene des einfallenden Strahls. Zustände mit negativer Parität bilden hingegen Maxima senkrecht dazu aus, was den elektrischen Charakter (E1) der Anregung zeigt.

Für einen Kern mit Grundzustandsspin und Parität $J_0^\pi = 0^+$ ist die Asymmetrie dann:

$$\Sigma = \pi = \begin{cases} +1, & \text{für } J^\pi = 1^+ \\ -1, & \text{für } J^\pi = 1^- \end{cases} \quad (51)$$

3 Photonenstreuexperimente

3.1 Experimente mit unpolarisierter Bremsstrahlung am S-DALINAC

Das im vorigen Kapitel vorgestellte Prinzip der KRF ist eines der Bestandteile des Experimentierprogramms am Supraleitenden Darmstädter Linearbeschleuniger S-DALINAC [33]. Der S-DALINAC liefert Elektronen mit Energien bis zu 130 MeV. Für KRF Experimente existieren zwei Aufbauten. Das Darmstadt High Intensity Photon Setup DHIPS [20] und der Niederenergie Photonentagger NEPTUN [34]. Die Funktionsweise der beiden KRF-Experimente wird in den folgenden Abschnitten erläutert. Der Aufbau des S-DALINAC und die Lage der beiden Photonenstreuexperimentierplätze ist in Abbildung 7 gezeigt.

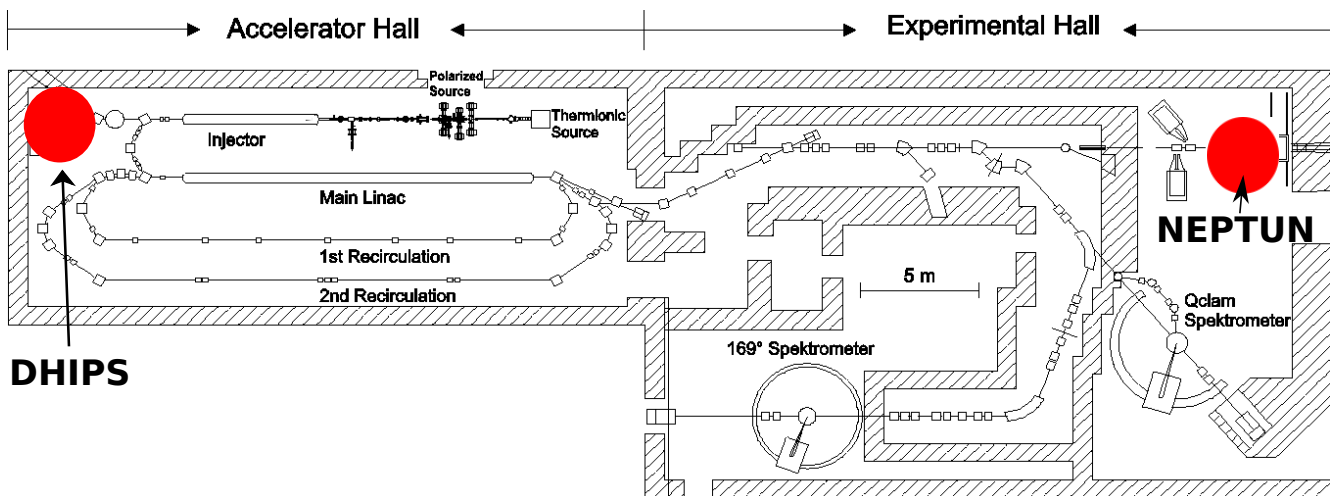


Fig. 7: Übersicht des Supraleitenden Darmstädter Linearbeschleunigers S-DALINAC: An den markierten Stellen befinden sich der Photonenstreuempfangsplatz DHIPS und der Photonentagger NEPTUN. Hier stehen Elektronen von 10, bzw. 130 MeV zur Verfügung.

3.2 Das Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS)

Einer der Aufbauten zur Untersuchung der Kernstruktur mit reellen Photonen ist das Darmstadt High Intensity Photon Setup (DHIPS) [20]. An diesem Setup wird Bremsstrahlung als Photonenquelle verwendet. DHIPS befindet sich am Ende des Injektors am S-DALINAC. Hier stehen Elektronen mit einer Energie bis zu 10 MeV zur Verfügung. Die Elektronen treffen vor dem Experimentierplatz auf ein Bremstarget bestehend aus vier Kupferscheiben und werden darin vollständig gestoppt. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den Kupferatomen wandeln diese ihre Energie vollständig in Wärme, bzw. Bremsstrahlung um. Da die Reichweite der Elektronen im Kupfer energieabhängig ist, erlaubt die Segmentierung der Kupferscheiben die Energie der Elektronen und somit die Endpunktsenergie der entstandenen Bremsstrahlung zu bestimmen [20, 35]. Während die Energie des Elektronenstrahls diskret ist, ist die Energie des resultierenden Photonenspektrums kontinuierlich bis zur Energie der auf das Bremstarget treffenden Elektronen, der sogenannten Endpunktsenergie. Die Bremsstrahlungsphotonen werden in einem Kupferkollimator kollimiert und treffen in einem mit Blei gegen Untergrundstrahlung abgeschirmten Bereich auf das zu untersuchende Target. Dieses Target ist von bis zu drei Hochreinen Germaniumdetektoren (HPGe-Detektoren) umgeben. Die HPGe-Detektoren werden in diesem Setup in Winkeln von 90° und 130° positioniert. Die Anordnung der Detektoren ergibt

sich aus den zu beobachtenden Winkelverteilungen der am Target gestreuten Photonen (Vergleiche Kapitel 2.3) sodass es möglich ist, die Spinquantenzahl der angeregten Zustände zu bestimmen. Zusätzlich befindet sich im Aufbau eine zweite Targetposition an der unabhängig dazu Experimente durchgeführt werden können. Hier ist es zum Beispiel möglich, mit Hilfe von segmentierten HPGe-Detektoren Compton-Polarimetrie durchzuführen (vergleiche Kapitel 2.4), und so die Paritätsquantenzahlen angeregter Zustände zu bestimmen [29]. Abbildung 8 zeigt den schematischen Aufbau von DHIPS.

Da Bremsstrahlung kontinuierliche Photonenflüsse bis zur Endpunktsenergie aufweist, ist es in

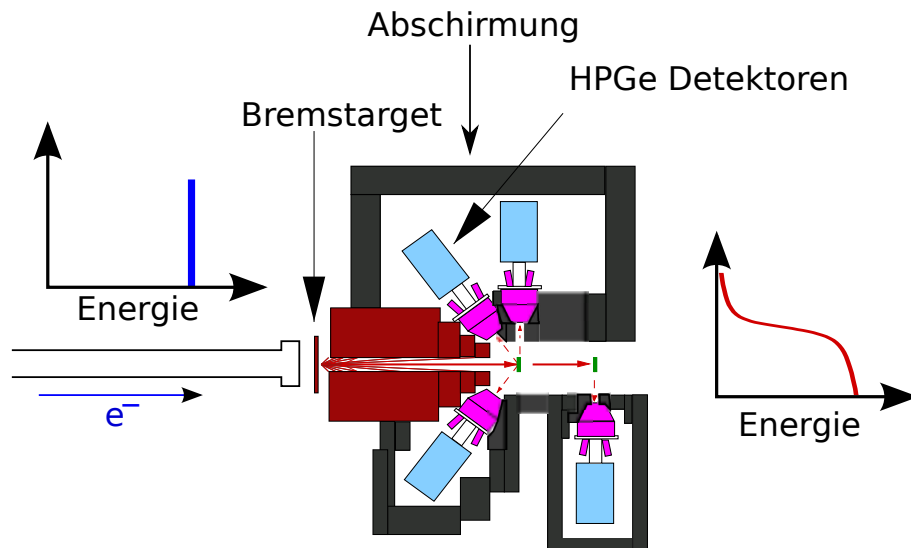


Fig. 8: Schematische Darstellung des Bremsstrahlungsmessplatzes DHIPS: von links trifft der monoenergetische Elektronenstrahl auf das Bremstarget aus Kupfer. Die dadurch erzeugte Bremsstrahlung wird kollimiert und trifft anschliessend auf das Target, welches von 3 hochreinen Germaniumdetektoren (HPGe) umgeben ist. An einer zweiten Targetposition ist es außerdem möglich, weitere Untersuchungen mit einem separaten Detektor (z.B. Compton Polarimeter) durchzuführen.

diesem Aufbau möglich, Dipol- und Quadrupol Übergänge eines Kerns bis zur Endpunktsenergie zu untersuchen.

3.3 Der Niederenergie Photonentagger NEPTUN

Ein weiterer Bremsstrahlungsmessplatz befindet sich am S-DALINAC an den Experimentierplätzen an denen höhere Elektronenenergien möglich sind. Der Niederenergie Photonentagger NEPTUN [34] bietet die Möglichkeit einzelne Energiebereiche zu untersuchen. Die Elektronen treffen hier auf ein dünnes Bremstarget aus Gold, dessen Dicke so gewählt ist, daß die auftreffenden Elektronen möglichst nur ein Bremsstrahlungsphoton erzeugen. Anschliessend wird die Energie der Elektronen über ein Magnetspektrometer bestimmt. Die erzeugten Photonen werden so getaggt, das heisst mit deren Energien “markiert” und dann für KRF oder andere Photoinduzierte Reaktionen verwendet. Diese Methode ist also analog zur Untersuchung von Kernanregungen mit monoenergetischen Photonen. An NEPTUN stehen Elektronen und somit Energien bis zu 30 MeV zur Verfügung, was Kernstrukturuntersuchungen in Energiebereichen oberhalb der Teilchen-Emissionsschwellen ermöglicht. Das Prinzip von NEPTUN ist in Abbildung 9 gezeigt. Für eine genaue Beschreibung dieses Messaufbaus sei hier auf [34] verwiesen

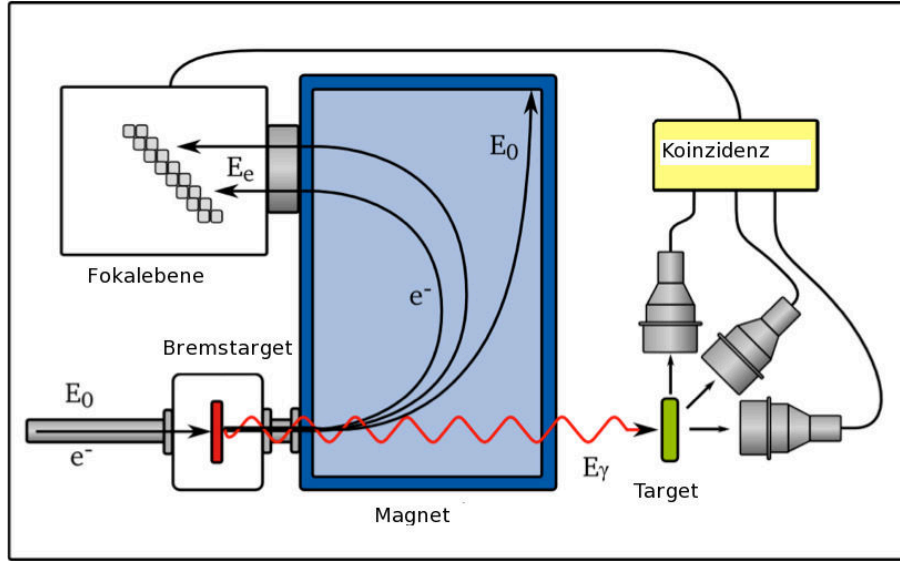


Fig. 9: Der Niederenergie Photonentagger NEPTUN (aus [34]): In einem dünnen Goldtarget wird Bremsstrahlung erzeugt. Die Elektronen werden anschließend im Dipolmagnet abgelenkt und in einer Fokalebene detektiert. Mit einer Koinzidenzschaltung zu Detektoren im Experiment, kann die Messung somit auf einen Energiebereich im Bremsstrahlungsspektrum konzentriert werden.

3.4 Experimente mit polarisierten, monoenergetischen Photonen

Eine Alternative zu Experimenten mit Bremsstrahlung bieten Experimente mit monoenergetischen, linear polarisierten Photonen. Der monoenergetische Charakter erlaubt es, einzelne Energiebereiche zu untersuchen. Die Polarisation der Photonen erlaubt es, Paritätsquantenzahlen zu bestimmen, (wie bereits in Kapitel 2.4 beschrieben). Eine solche Photonenquelle für monoenergetische, linear polarisierte Photonen ist die High Intensity γ -Ray Source HI γ S am Duke Free Electron Laser Laboratory (DFELL) [21, 23] an der Duke University in Durham, NC. USA. Der schematische Aufbau von HI γ S ist in Abbildung 10 gezeigt. Anders als am S-DALINAC in Darmstadt werden dort quasi-monoenergetische Photonen durch Compton-Rückstreuung von Photonen an Elektronen erzeugt. Elektronen mit Energien von 0.2 bis 1.2 GeV werden hier in einen Speicherring mit einem Umfang von 107.46 Meter eingespeist. Beim durchlaufen dieses Speicherrings passieren diese mehrere Undulatoren. Diese bilden die aktiven Elemente des optischen Klystrons (OK), welches eine Gesamtlänge von 53.7 m hat. Die Undulatoren bestehen aus mehreren hintereinander angeordneten Dipolmagneten. Durch Wechselwirkung der Elektronen mit den Magnetfeldern der Undulatoren entstehen Laserphotonen. Die Energie der Photonen liegt, abhängig von der Energie der Elektronen, zwischen dem Infraroten und dem UV-Bereich. Durch Reflektion an einem Spiegelsystem treffen die entstandenen Photonen in der Kavität auf die Elektronen, was zur Comptonstreuung der Photonen an den Elektronen führt. Es entstehen dabei γ -Quanten, deren Energie zwischen 2 und 60 MeV beträgt. Die Energie der Comptongestreuten Photonen errechnet sich dabei aus:

$$E_{\gamma} = \frac{4\gamma^2 E_{ph}}{1 + 4\gamma E_{ph}/m_e c^2 + (\gamma\theta)^2}, \quad (52)$$

mit $\gamma = E_e/m_e c^2$. Der Winkel θ bezeichnet dabei den Winkel zwischen Elektron und dem erzeugten γ -Quant. Der Winkel θ zwischen einfallenden Photon und Elektron beträgt bei der Kollision

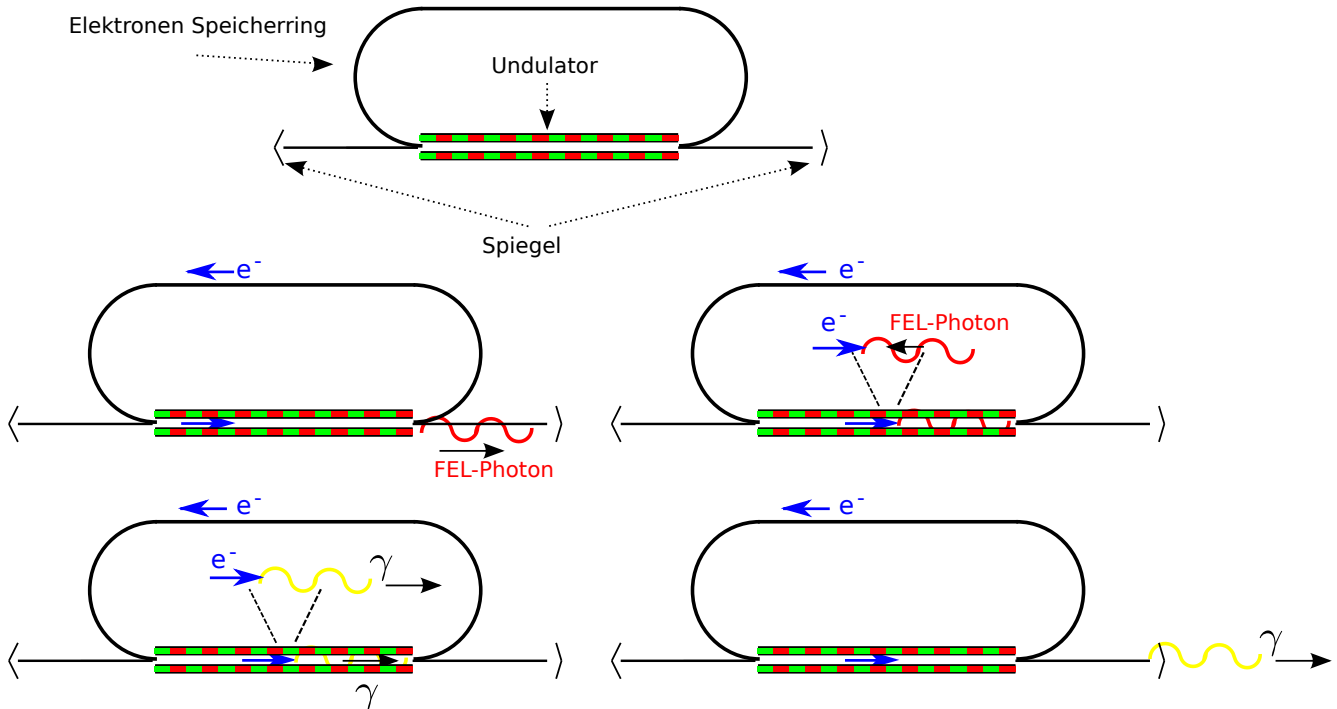


Fig. 10: Prinzip und Aufbau von HIγS: Elektronen mit Energien von bis zu 1.2 GeV durchlaufen ein System bestehend aus mehreren Dipolmagneten. Dadurch entstehen durch Ablenkung der Elektronen Photonen im Energiebereich von einigen eV. Nach Reflektion an einem Spiegelsystem treffen diese Photonen auf Elektronen, was zur Compton-Rückstreuung führt. Hierbei entstehen Photonen mit Energien von bis zu 60 MeV.

nur annähernd 180° , somit ist das Energiespektrum der γ -Quanten gaussförmig verteilt, weist aber einen niederenergetischen Tail auf. Die ursprüngliche Energie der Laserphotonen wird dabei mit E_{ph} bezeichnet. Da der Comptoneffekt die Polarisierung erhält und die ursprünglichen Laserphotonen polarisiert sind, ist auch der entstandene hochenergetische Photonenstrahl zu annähernd 100 % polarisiert. Die entstandenen γ -Quanten treffen 60 Meter hinter dem Kollisionspunkt auf ein Kollimatorsystem und dahinter auf das zu untersuchende Target das von vier HPGe Detektoren umgeben ist. Dabei sind diese Detektoren senkrecht zueinander angeordnet, jeweils in und senkrecht zur Polarisationssebene der einfallenden Photonen wie in Abbildung 2.4 dargestellt.

Da das Anregungsspektrum mit monoenergetischen Photonen auf nur einige 100 keV beschränkt ist, ist es allerdings nicht möglich, wie in Experimenten mit Bremsstrahlung, den gesamten Anregungsbereich bis zu einer festgelegten Energie gleichzeitig zu studieren. Hierfür sind verschiedene Messungen mit unterschiedlichen Photonenenergien erforderlich.

4 Dipol- und Quadrupolanregungen in ^{60}Ni

Die Untersuchung der Dipolstärke des semimagischen Kerns ^{60}Ni soll in diesem Kapitel erläutert werden. Der Kern ^{60}Ni wurde am DHIPS-Setup (siehe Kapitel 3.2) mit Hilfe von Bremsstrahlung mit Endpunktsenergien von 8.0 MeV bzw. 9.9 MeV vermessen. Der Strahlstrom lag im Schnitt bei etwa $30\ \mu\text{A}$ und die Messdauer betrug 7 bzw. 5 Tage. Durch die Verwendung von Bremsstrahlung lassen sich alle Dipol- und Quadrupolzustände bis zur Endpunktsenergie des Bremsstrahlungsspektrums anregen. Das untersuchte Target bestand aus 2.996 g zu 99.9% angereichertem ^{60}Ni . Die Neutronenseparationsenergie von ^{60}Ni liegt bei 11.4 MeV. Zur Kalibrierung des Photonenflusses wurde das ^{60}Ni Target zwischen zwei Targets aus insgesamt 2 g natürlichem Bor präpariert. Schematisch ist das Target in Abbildung 11 dargestellt. Die unter 90° und 130° ge-

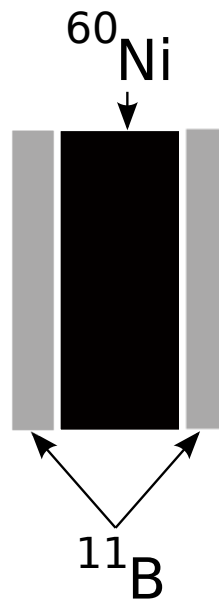


Fig. 11: ^{60}Ni Target: Das Target wurde zwischen zwei ^{11}B Targets präpariert. Diese Targets erlauben es, den Photonenfluss im Experiment zu bestimmen.

messenen Spektren sind in Abbildung 12 dargestellt. Die Spektren in dieser Abbildung wurden auf den im Experiment vorhandenen Photonenfluss und die Detektoreffizienz normiert (siehe Abschnitt 4.2). Durch diese Normierung sind die Peakflächen in den resultierenden Spektren bis auf eine energieabhängige Konstante proportional zu I_i (siehe Gleichung 27). Man erkennt eine Ansammlung der stärksten Anregungen im Energiebereich von 6-9 MeV.

4.1 Bestimmung von Spinquantenzahlen

Um die Spinquantenzahlen der einzelnen Zustände bestimmen zu können, werden die unter den einzelnen Winkeln gemessenen Intensitäten einzelner Übergänge miteinander verglichen, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben. Da ^{60}Ni ein Kern mit gerader Protonen- und Neutronenzahl ist, sind Grundzustandsspin- und Parität $J_0^\pi = 0^+$. Somit sind die möglichen Spinquantenzahlen der beobachteten angeregten Zustände $J^\pi = 1^\pm$, bzw. $J^\pi = 2^\pm$. Man erwartet für den Zerfall eines Zustands mit $J=1$ ein Verhältnis zwischen den beobachteten (effizienz-korrigierten) Intensitäten unter 90° und 127° von $\omega=0.71$ und für einen Zustand mit $J=2$ ein Verhältnis von $\omega=2.28$ (vergleiche Gleichung 41). Die Ergebnisse für die in ^{60}Ni beobachteten Zustände sind in Abbildung 13 dargestellt. Bei 1332 keV, 3270 keV und 4008 keV sind die beiden bekannten 2^+ Zustände von ^{60}Ni zu erkennen. Außerdem konnte eine weitere Anregung bei 5758 keV mit

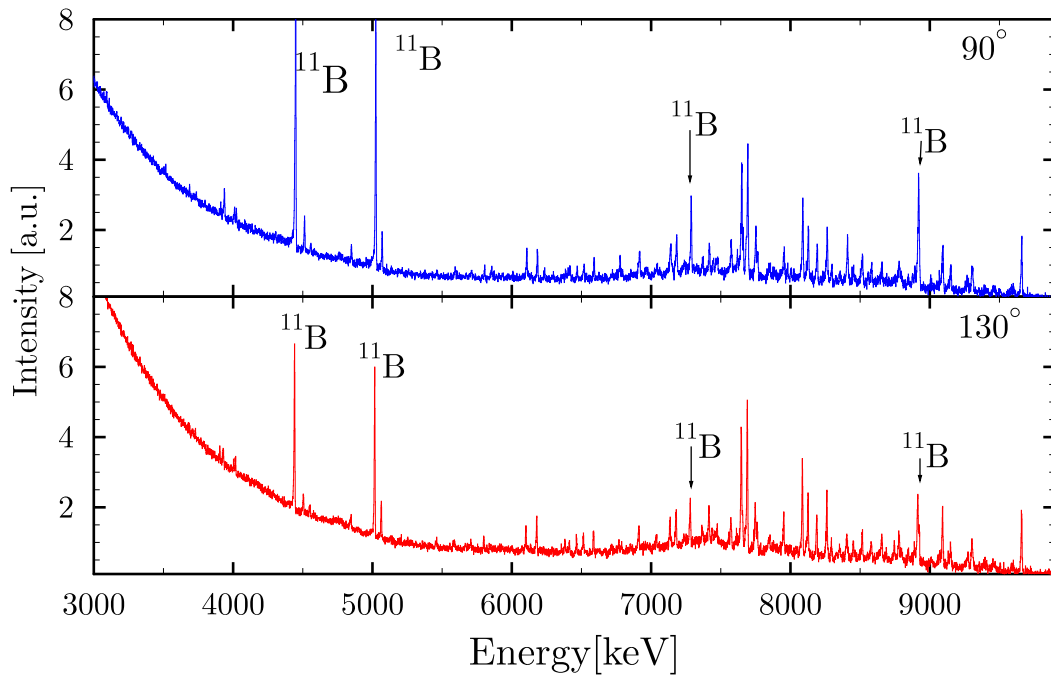


Fig. 12: Spektren von ^{60}Ni gemessen an DHIPS: Oben dargestellt ist das Spektrum gemessen unter 90° unten das Spektrum gemessen unter 130° . Die Ereignisse im Spektrum wurden auf den Photonenfluss und die Detektoreffizienz normiert. Markiert sind in beiden Spektren die bekannten Linien von ^{11}B

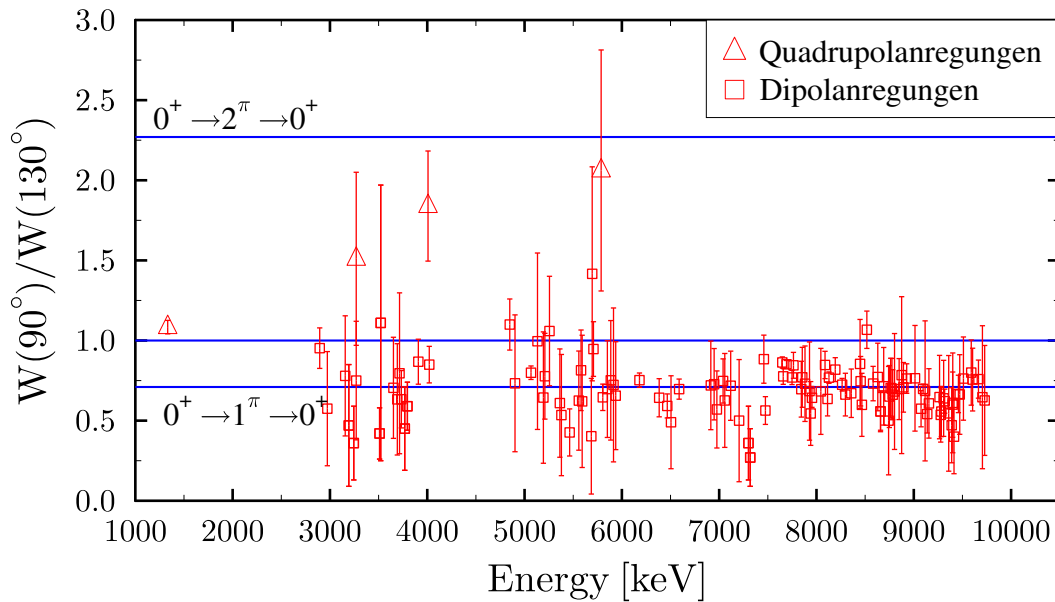


Fig. 13: Asymmetrie der in ^{60}Ni beobachteten Zustände. Horizontale Linien kennzeichnen die Lage der einzelnen Erwartungswerte für die beiden möglichen Spinkaskaden. Man erkennt eine Konzentration von Dipolzuständen im Energiebereich von 5 - 9.6 MeV. Neben den bereits bekannten Quadrupolanregungen bei 1.3, 3.3 und 4.0 MeV [36] konnte eine weitere Quadrupolanregung bei 5.8 MeV identifiziert werden.

Spin und Parität 2^+ beobachtet werden. Die Verhältnisse der Ereignisse unter den beiden gemessenen Winkeln sind jeweils eins, obwohl der Erwartungswert bei $\omega=2.28$ liegt. Dies kann durch die starke Fütterung, also den Zerfall von energetisch hoch liegenden Zuständen in die 2^+ Zustände erklärt werden. Unterhalb von 4 MeV sind keine Dipolzustände zu erkennen.

4.2 Bestimmung von Übergangsstärken

Zur Auswertung der Spektren ist es notwendig, die Anzahl der auf das Target treffenden Photonen zu kennen, um den integrierten Wirkungsquerschnitt und die Zerfallsbreiten, sowie die Übergangsstärken berechnen zu können. Um dies zu realisieren, verwendet man einen Eichstandard, in diesem Fall ^{nat}B , um den Photonenfluss zu bestimmen. Bor besteht aus den stabilen Isotopen ^{10}B (19.9%) und ^{11}B (80.1%). In ^{11}B finden sich insgesamt 5 gut bekannte Zustände, die als Eichpunkte für die Bestimmung des bei dem Experiment vorliegenden Produkt aus Photonenfluss und Detektoreffizienz dienen. Die Linien aus ^{11}B sind in den Spektren in Abbildung 12 deutlich zu erkennen. Der Zusammenhang zwischen integrierten Wirkungsquerschnitt und der Anzahl der beobachteten Ereignisse (Peakfläche im Spektrum) ist in Kapitel 2.1 beschrieben. Da die integrierten Wirkungsquerschnitte der Zustände in ^{11}B gut bekannt sind [37], kann über Gleichung 28 für die Energie der Zustände in ^{11}B das Produkt aus Photonenfluss N_γ und Effizienz ϵ experimentell bestimmt werden. Um das Produkt $N_\gamma \cdot \epsilon$ über den gesamten untersuchten Energiebereich zu erhalten, werden zunächst Simulationen mit GEANT 4 [38] verwendet, um den Verlauf des Photonenflusses und der Effizienz zu erhalten. Das Ergebnis wird anschliessend auf die Werte der ^{11}B Punkte skaliert und ein Polynom 3-ten Grades an die Daten angepasst, um den Photonenfluss über den gesamten Energiebereich berechnen zu können. Der an den Bor Zuständen gemessene und über das Spektrum extrapolierte Photonenfluss ist in Abbildung 14 dargestellt.

Mit Hilfe des somit bekannten Photonenflusses und der im Target vorhandenen Teilchenzahl von ^{60}Ni ist es möglich, für jeden der beobachteten Übergänge den integrierten Wirkungsquerschnitt und somit, mit der Kenntnis der jeweiligen Spinquantenzahl, die Übergangsbreite zu bestimmen. Dabei geht die Annahme ein, daß $\Gamma_0/\Gamma=1$ ist, um aus dem integrierten Wirkungsquerschnitt die Grundzustandsübergangsbreite der beobachteten $J=1$ Zustände zu bestimmen (vergleiche Gleichung 26). Dies ist jedoch nur korrekt, wenn keine Zerfälle in angeregte Niveaus statt finden.

Zur Identifikation von Zerfällen in Zwischenzustände werden in Bremsstrahlungsexperimenten Messungen mit verschiedenen Endpunktsenergien durchgeführt. Ein beobachteter Peak im Spektrum wird dann einem Zerfall in einen Zwischenzustand zugeordnet, wenn bei einer Messung mit niedrigerer Endpunktsenergie die Linien im Spektrum nicht mehr beobachtet werden, obwohl die Endpunktsenergie oberhalb der Energie des Peaks liegt. In diesem Fall ist davon auszugehen, daß sich im Bereich zwischen den beiden Endpunktsenergien ein Zustand befindet, der einen darunter liegenden Zustand bevölkert. Im Experiment mit ^{60}Ni wurden Messungen mit Endpunktsenergien von 8.0 MeV und 9.9 MeV durchgeführt. Es konnten dabei mehrere Übergänge beobachtet werden, die einen Zustand unterhalb von 8 MeV bevölkern. Diese Übergänge sind in Tabelle 2 in Kapitel 4.4 gelistet. Im Anhang (Kapitel A.2) sind die dazugehörigen Spektren dargestellt.

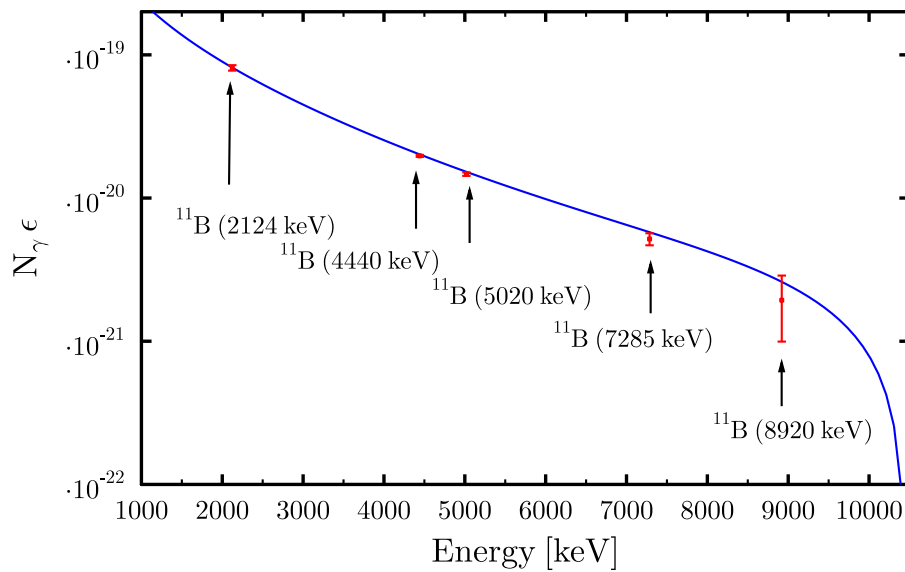


Fig. 14: Photonenfluss und Detektoreffizienz. Die bekannten Zustände in ^{11}B dienen dabei als Eichpunkte, an denen sich der Photonenfluss berechnen lässt. Mit Hilfe von GEANT4 Simulationen kann der Verlauf des Flusses über der Energie reproduziert werden und anschliessend über einen Fit mit einem Polynom dritten Grades der Fluss extrapoliert werden.

4.3 Bestimmung von Paritätsquantenzahlen

Zur vollständigen Charakterisierung der an DHIPS beobachteten Zustände, benötigt man neben der Übergangsbreite und der Spinquantenzahl auch die Paritätsquantenzahl. Um die beobachteten Übergänge als elektrisch oder magnetisch zu klassifizieren, wurden an der High Intensity γ -Ray Source (HI γ S) (siehe Kapitel 3.4) Experimente mit quasi-monoenergetischen, linear polarisierten Photonen durchgeführt. Das Messprinzip, sowie die physikalischen Hintergründe wurden bereits in Kapitel 2.4 erläutert. Die Messungen wurden dabei mit sieben verschiedenen Einschussenergien zwischen 6.6 und 9.6 MeV durchgeführt. Der Kollimatordurchmesser betrug 2.5 cm und die durchschnittliche Messdauer pro Energie ca. drei Stunden. Für dieses Experiment wurde das gleiche zu 99,9% angereicherte ^{60}Ni Target verwendet, welches bereits in den zuvor erwähnten Bremsstrahlungsexperimenten an DHIPS verwendet wurde. Da der Photonenfluss im jeweiligen Energiebereich auf verschiedene weisen bestimmt werden kann, was später näher erläutert wird, wurde in diesen Experimenten kein Eichstandard verwendet.

Um die Photonenenergien korrekt einzustellen, wurde ein HPGe Detektor unter 0° bezüglich des einfallenden Photonenstrahls positioniert und das Energiespektrum aufgenommen. Ein solches Spektrum für eine Energie von 8.13 MeV ist in Abbildung 15 gezeigt. Zu erkennen ist der Full Energy (FE) Peak bei 8.13 MeV. Um 511 keV zu niedriger Energie verschoben ist der Single-Escape (SE) Peak sichtbar. Der Single-Escape Peak ist der dominierende Peak im Spektrum und sitzt auf dem Compton Untergrund. Im Gegensatz zu den Experimenten mit Bremsstrahlung stehen hier also nur Photonen eines schmalen Energiebereichs von etwa 250 keV zur Verfügung, so daß entsprechend auch nur Anregungen in diesem Energiebereich bevölkert werden. Die geringe Breite des Anregungsbereichs an HI γ S führt dazu, daß auch der Untergrund in den entsprechenden Spektren niedrig ist. Aus diesem Grund konnten hier einige Anregungen von

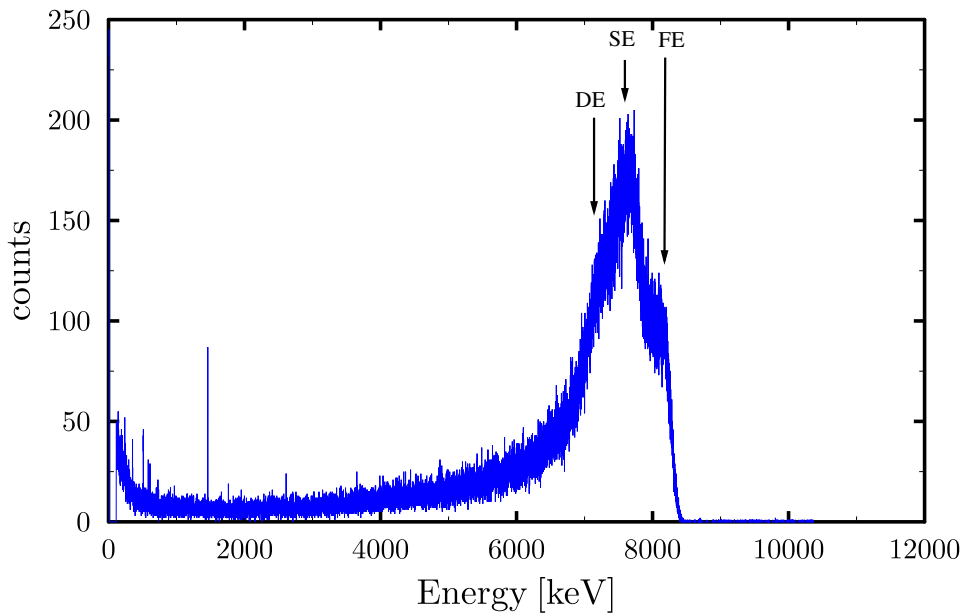


Fig. 15: HPGe Spektrum an $\text{HI}\gamma\text{S}$ unter 0° bezüglich der Richtung der einfallenden Photonen. Zu erkennen ist der Full Energy Peak (FE) bei einer eingestellten Energie von 8.13 MeV. Der Untergrund ist durch Single-Escape Peak (SE) und Compton Untergrund gegeben.

^{60}Ni aufgelöst werden, die in den an DHIPS gemessenen Spektren nicht sichtbar sind. Um auch für diese Anregungen die Übergangsstärken bestimmen zu können, ist es notwendig auch den Photonenfluss in den einzelnen Energiebereichen zu kennen. Um diesen zu bestimmen, gibt es im Prinzip zwei Möglichkeiten. Eine ist die Bestimmung des Flusses über das unter 0° aufgenommene Spektrum. Hierfür wird mit Hilfe von GEANT 4 die Response des HPGe Detektors auf den jeweiligen Energiebereich simuliert und die Antwort des Detektors aus den gemessenen Spektren heraus gefaltet. Dadurch erhält man die Form des Photonenflusses. Werden während des Experiments Photoaktivierungsexperimente durchgeführt, so kann der absolute Photonenfluss im jeweiligen Energiebereich bestimmt werden. Diese Methode wird in [39] ausführlich erläutert.

Die zweite Möglichkeit ist die Bestimmung des Photonenflusses anhand der aus den Experimenten an DHIPS bestimmten integrierten Wirkungsquerschnitte von ^{60}Ni . Dabei berechnet man aus bekannter Teilchenzahl N_T und den Wirkungsquerschnitten I , sowie der im Spektrum gemessenen Peak-Flächeninhalte A nach Gleichung 28 das Produkt aus Photonenfluss und Effizienz $N_\gamma \cdot \epsilon$. An diese Werte kann dann eine Gaußförmige-Verteilung gefittet werden. Zwar erwartet man, wie in Abschnitt 3.4 erwähnt, für die Energieverteilung einen linken Tail der Gaußverteilung, jedoch konnte dies in den Spektren nicht beobachtet werden.

Diese Methode wurde für die vorliegende Auswertung angewandt. In den Abbildungen 4.6 – 4.14 sind die Spektren von ^{60}Ni bei verschiedenen an $\text{HI}\gamma\text{S}$ gemessenen Energien dargestellt. Der obere Teil der Abbildungen zeigt jeweils den entsprechenden Ausschnitt gemessen im Bremsstrahlungsexperiment an DHIPS. Der mittlere und untere Teil stellt das Spektrum senkrecht und parallel zur Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls dar. Beobachtet man dabei einen Peak in Polarisationsrichtung, so kann man dem dazugehörigen Übergang magnetischen Charakter zuweisen und dem entsprechenden Zustand somit positive Parität. Die Zerfälle von Zuständen negativer Parität beobachtet man entsprechend senkrecht zur Polarisationsrich-

tung (vergleiche Kapitel 2.4). Gleichzeitig ist der Verlauf des Photonenflusses in den Spektren in und senkrecht zur Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls dargestellt. Die Punkte, an denen der Photonenfluss ausgewertet wurde, sind entsprechend markiert. Tabelle 1 zeigt die entsprechenden Parameter der Gauss-Fitfunktionen. Der Photonenfluss konnte für alle Messun-

Schwerpunkt [keV]	Halbwertsbreite [keV]	Maximum [$\frac{\gamma}{\text{keVfm}^2}$]
6890±50	235±50	$(1.5\pm 1)\cdot 10^{-21}$
7700±26	225±31	$(1.8\pm 0.3)\cdot 10^{-21}$
8170±10	279±30	$(1.8\pm 0.2)\cdot 10^{-21}$
8492±50	210±15	$(2.3\pm 0.4)\cdot 10^{-21}$
8773±60	321±12	$(1.9\pm 0.3)\cdot 10^{-21}$
9166±25	353±78	$(1.5\pm 0.3)\cdot 10^{-21}$
9322±32	265±67	$(1.1\pm 0.8)\cdot 10^{-21}$
9700±100	188±80	$(5.0\pm 2.0)\cdot 10^{-21}$

Tab. 1: Fitparameter zu Bestimmung des Photonenflusses an $\text{HI}\gamma\text{S}$. Angenommen wurde eine Gaussförmige Verteilung des Flusses. Angegeben sind Schwerpunkt, Breite und Maximum der Verteilungen.

gen zwischen 8.1 und 9.6 MeV bestimmt werden. Da die beiden Messungen bei 6.6 und 6.8 MeV Photonenenergie in einem anderen Detektorsetup durchgeführt wurden, dessen Auflösung geringer ist, konnten nicht alle an DHIPS gemessenen Zustände in diesen Spektren beobachtet werden. Dies erschwert die Bestimmung des Photonenflusses in diesen Energiebereichen.

Aus den Flächeninhalten der Peaks in den an $\text{HI}\gamma\text{S}$ gemessenen Spektren lassen sich die experimentellen Asymmetrien der einzelnen Übergänge berechnen. Die Berechnung erfolgt nach:

$$\omega = \frac{A_{\parallel} - A_{\perp}}{A_{\parallel} + A_{\perp}}. \quad (53)$$

Dabei sind A_{\perp} und A_{\parallel} die effizienzkorrigierten Peakflächen senkrecht und parallel zur Polarisationssebene des einfallenden Photonenstrahls.

Ohne Berücksichtigung der räumlichen Ausdehnung von Target und Detektoren ergeben sich über Gleichung 53 die Erwartungswerte +1 und -1 für positive bzw. negative Parität der angeregten Zustände. Da sowohl die Detektoren, als auch das Target eine endliche Ausdehnung haben, ist der Ausschnitt, in dem die gestreuten Photonen detektiert werden, nicht infinitesimal klein. Dadurch wird die experimentelle Asymmetrie zu isotropen Werten verschoben. Dies drückt man im Allgemeinen durch die Größe der Polarisationsempfindlichkeit q aus, so daß

$$\omega = q \cdot \Sigma \quad (54)$$

ist. Wobei ω nach Gleichung 53 die Asymmetrie bei infinitesimal kleinen Target und Detektoren angibt. Für den Aufbau bei $\text{HI}\gamma\text{S}$ liegt q nahe bei eins und wurde mit den experimentell bestimmten Asymmetrien zu 0.69(2) bestimmt. Die experimentell bestimmten Asymmetrien für die an $\text{HI}\gamma\text{S}$ beobachteten Zustände sind in Abbildung 25 dargestellt.

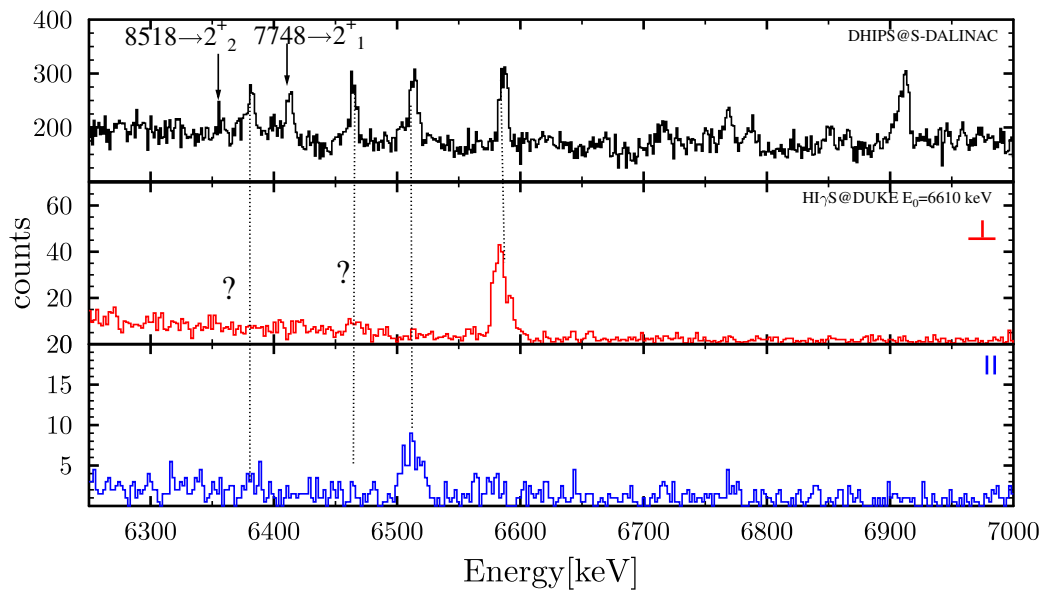


Fig. 16: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 6.61 MeV. Der obere Teil zeigt das an DHIPS aufgenommene Bremsstrahlungsspektrum. In der Mitte und unten sind die an HI γ S aufgenommenen Spektren senkrecht (Mitte) und in Polarisationsrichtung des Photonenstrahls (unten). Man erkennt, daß aufgrund der limitierten Auflösung der Detektoren, nicht alle Paritäten der angeregten Zustände zugewiesen werden konnten und eine Bestimmung des Photonenflusses nicht möglich ist.

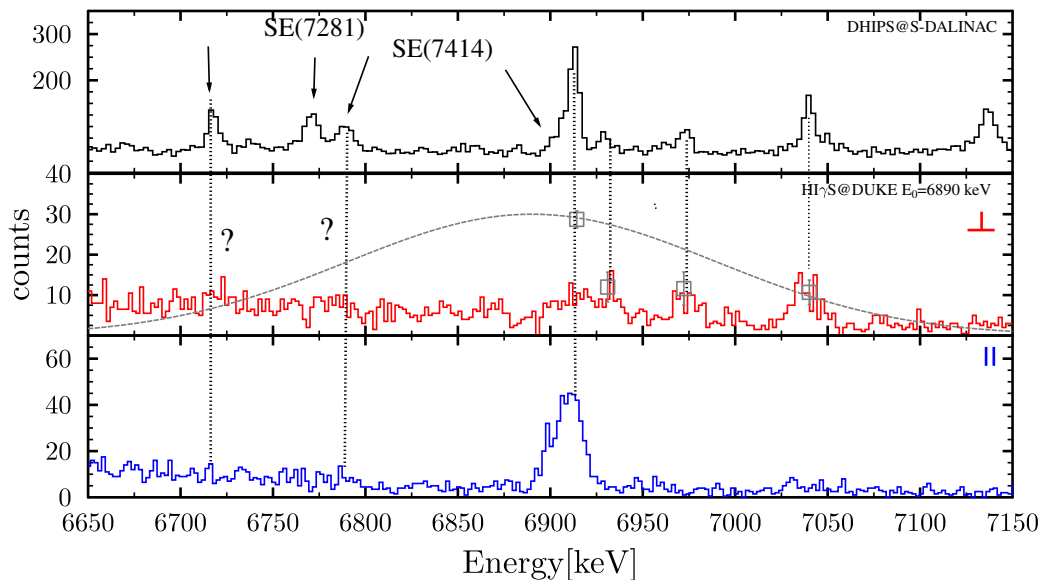


Fig. 17: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 6.89 MeV. Auch hier können nicht alle an DHIPS beobachtete Zustände aufgelöst werden. Jedoch lässt sich hier ein ungefährender Verlauf des Photonenflusses errechnen. Es zeigt sich jedoch, an den beiden Punkten bei 6.9 und 6.95 MeV, daß dieser sehr fehlerbehaftet ist.

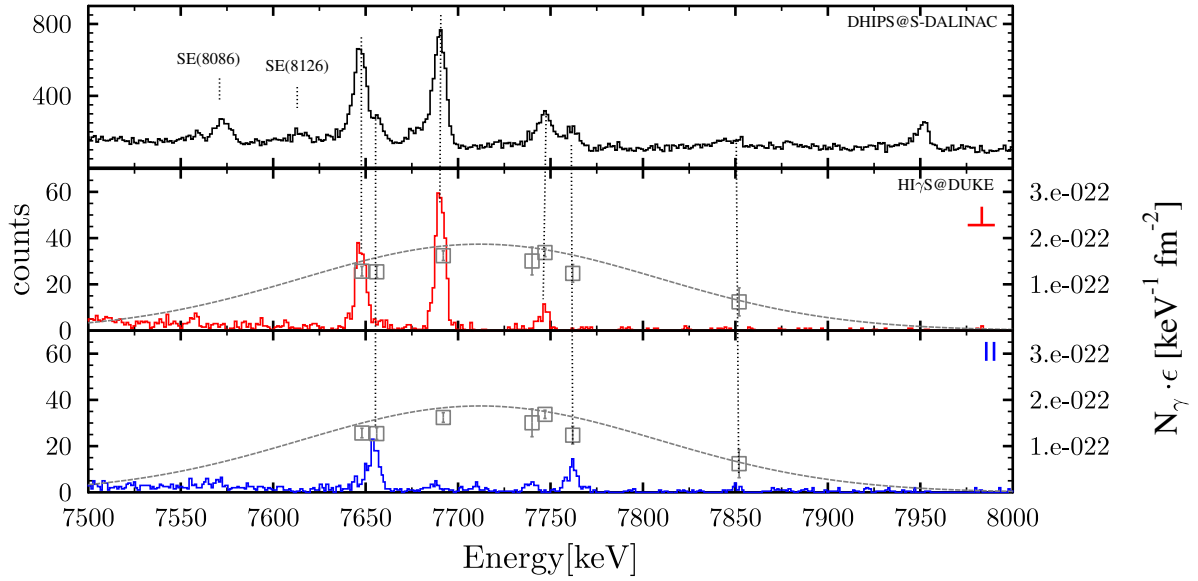


Fig. 18: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 7.65 MeV. Der obere Teil zeigt das an DHIPS aufgenommene Bremsstrahlungsspektrum. In der Mitte und unten sind die an HI γ S aufgenommenen Spektren senkrecht (Mitte) und in Polarisationsrichtung des Photonenstrahls (unten). Da die Auflösung der hier verwendeten Detektoren deutlich besser ist, können hier nahezu allen Zuständen Paritäten zugewiesen und der Photonenfluss bei dieser Messung bestimmt werden. Der Photonenfluss, sowie die Punkte, an denen dieser bestimmt wurde, ist ebenfalls dargestellt.

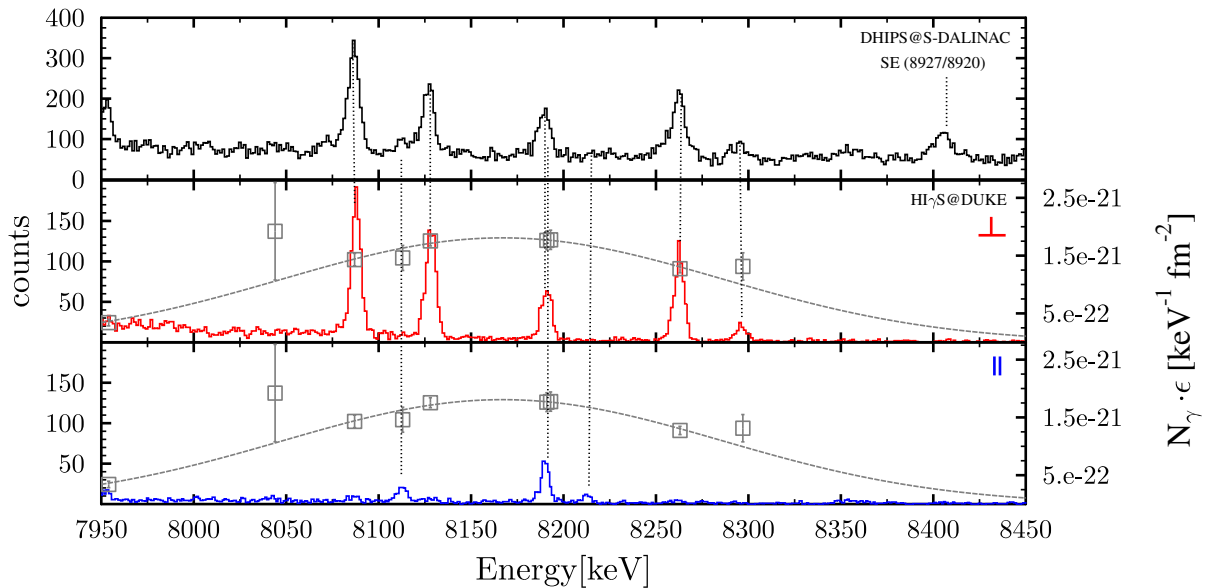


Fig. 19: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 8.13 MeV.

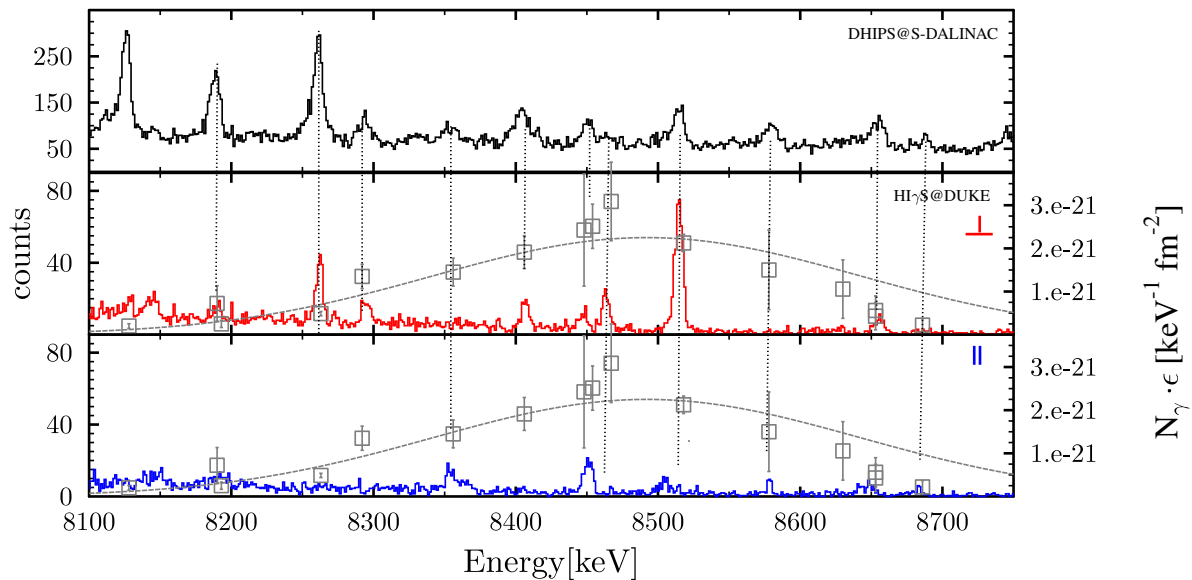


Fig. 20: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 8.5 MeV.

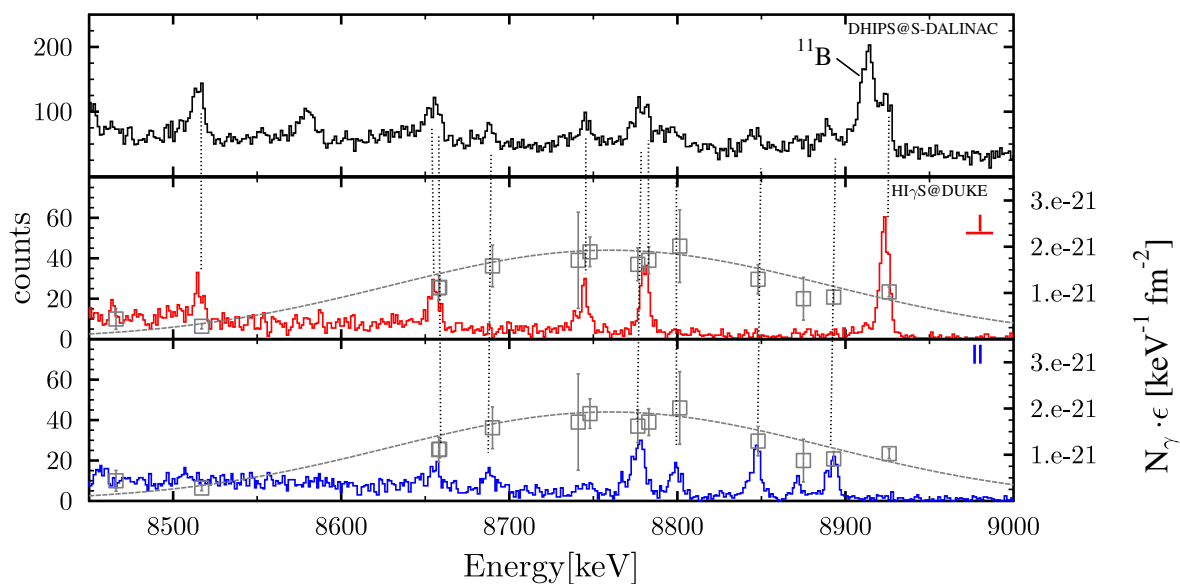


Fig. 21: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 8.76 MeV.

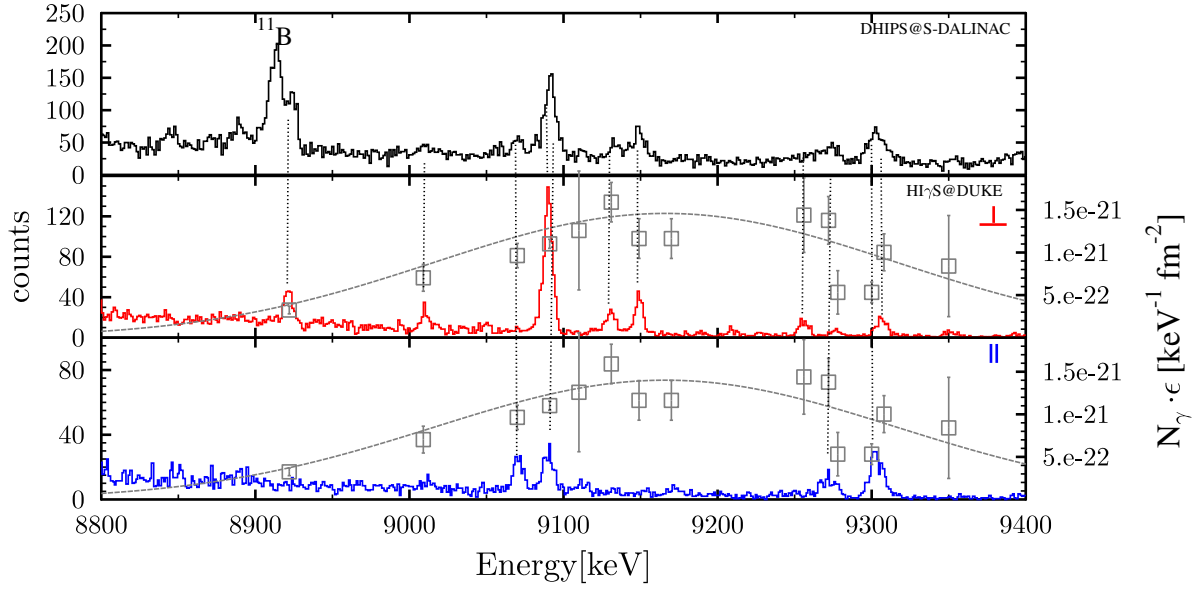


Fig. 22: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 9.1 MeV.

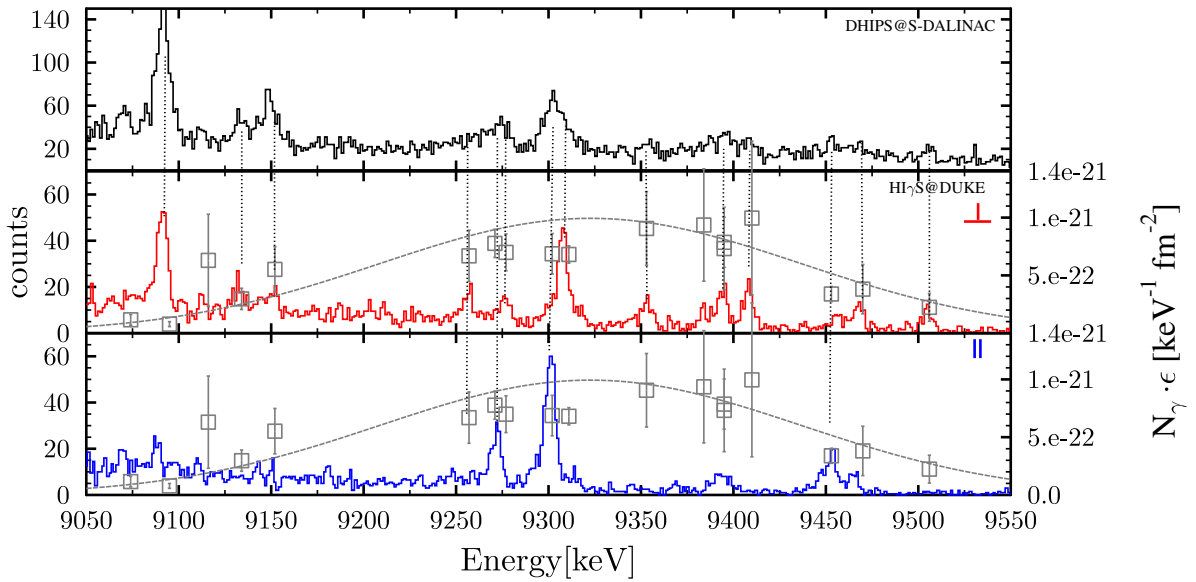


Fig. 23: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 9.3 MeV.

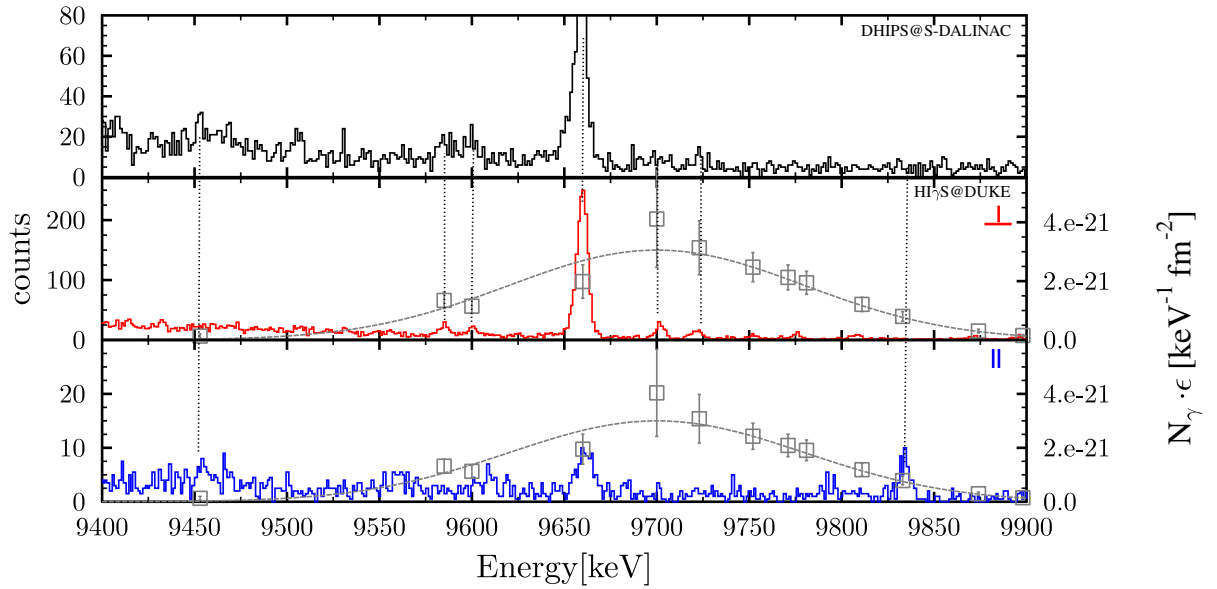


Fig. 24: ^{60}Ni Spektrum bei einer Energie von 9.7 MeV.

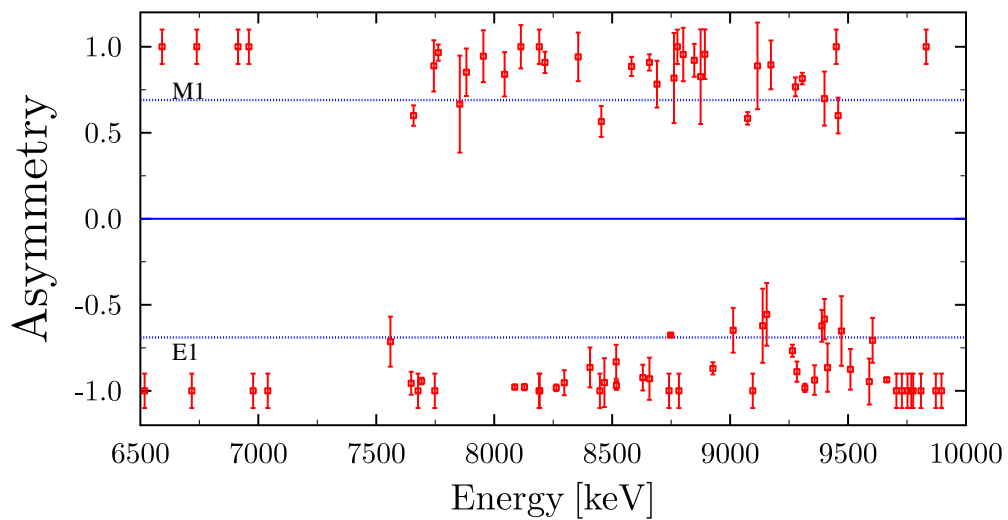


Fig. 25: Experimentelle Asymmetrien der in $\text{HI}\gamma\text{S}$ beobachteten Zustände. Durch den begrenzten Öffnungswinkel der Detektoren und dem nicht infinitesimal kleinen Target verschieben sich die Werte auf $\pm 0.69(2)$.

4.4 Ergebnisse

Die aus den Experimenten gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle 2 dargestellt. Angegeben werden für jeden beobachteten Zustand die Zerfallsenergie, die Spinquantenzahl, die relative Stärke, die Übergangsbreite, bestimmt aus den Experimenten an DHIPS, sowie die Paritätsinformationen, welche aus den Messungen an HIγS gewonnen wurden. Die daraus resultierende B(E1) bzw. B(M1) Stärke ist ebenfalls angegeben. Bereits in einer Habilitationsschrift von U.E.P. Berg aus dem Jahr 1985 [1] sind einige Übergangsbreiten von ^{60}Ni bestimmt worden. Diese werden in Tabelle 3 gelistet.

Da nicht alle Paritäten bestimmt werden konnten, sind für die Zustände unbekannter Parität sowohl B(E1) als auch B(M1) Stärke berechnet worden. Die identifizierten B(E2) Anregungen sind gesondert gekennzeichnet. Die Rohdaten dieser Tabelle ist im Anhang dargestellt (Tabelle 6)

Tab. 2: Ergebnisse der Experimente an ^{60}Ni . Angegeben sind Anregungsenergie, Spin- und Paritätsquantenzahl, relative Stärke I_γ , Übergangsbreite, sowie B(E1) und B(M1) Stärken.

Energy [keV]	E_γ [keV]	E_{final} [keV]	J^π [\hbar]	I_γ [%]	Γ_0^2/Γ [meV]	$B(E1) \uparrow$ [$10^{-3}e^2\text{fm}^2$]	$B(M1) \uparrow$ [μ_N^2]
9896(3)	9896(3)	0	1^-	100(50)	228(114)	0.67(34)	
9873(2)	9873(2)	0	1^-	100(46)	142(66)	0.42(20)	
9833(2)	9833(2)	0	1^+	100(97)	66(64)		0.018(17)
9809(3)	9809(3)	0	1^-	100(48)	59(28)	0.18(9)	
9776(1)	9776(1)	0	1^-	100(97)	27(26)	0.08(8)	
9768(2)	9768(2)	0	1^-	100(50)	8(4)	0.02(1)	
9753(2)	9753(2)	0	1^-	100(91)	22(20)	0.07(6)	
9729(3)	9728(3)	0	1^-	100(34)	40(14)	0.13(4)	
9706(2)	9705(2)	0	1^-	100(44)	45(20)	0.14(6)	
9663(1)	9665(1)	0	1^-	100(12)	1091(128)	3.46(41)	
	8332(2)	1332(2)		28(4)	306(46)		
9605(2)	9605(2)	0	1^-	100(19)	122(24)	0.39(8)	
9591(3)	9591(3)	0	1^-	100(20)	119(24)	0.39(8)	
9510(2)	9510(2)	0	1^-	100(25)	97(25)	0.32(8)	
9472(1)	9472(1)	0	1^-	100(23)	103(23)	0.35(8)	
9459(2)	9459(2)	0	1^+	100(11)	225(24)		0.069(7)
9413(3)	9413(3)	0	1^-	100(32)	83(27)	0.29(9)	
9400(1)	9400(1)	0	1^-	100(15)	96(14)	0.33(5)	
9401(2)	9401(2)	0	1^+	100(27)	66(18)		0.021(6)
9389(2)	9389(2)	0	1^-	100(23)	59(13)	0.21(5)	
9359(1)	9359(1)	0	1^-	100(37)	48(18)	0.17(6)	
9317(1)	9317(1)	0	1^-	100(7)	282(20)	1.00(7)	
9307(2)	9307(2)	0	1^+	100(23)	364(82)		0.117(26)

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Energy [keV]	E_γ [keV]	E_{final} [keV]	J^π [\hbar]	I_γ [%]	Γ_0^2/Γ [meV]	$B(E1) \uparrow$ [$10^{-3}e^2fm^2$]	$B(M1) \uparrow$ [μ_N^2]
9283(2)	9283(2)	0	1^-	100(15)	82(12)	0.29(4)	
9277(1)	9277(1)	0	1^+	100(17)	196(34)		0.064(11)
9264(2)	9265(2)	0	1^-	64(16)	74(18)	0.27(7)	
	6136(2)	3128(3)		100(23)	116(27)		
9173(1)	9173(1)	0	1^+	100(44)	18(8)		0.006(3)
9155(2)	9156(2)	0	1^-	77(14)	76(14)	0.28(5)	
	6867(2)	2288(3)		100(24)	98(23)		
9138(2)	9138(2)	0	1^-	100(11)	152(16)	0.57(6)	
	6852(3)	2286(2)		77(12)	117(18)		
9116(2)	9116(2)	0	1^+	8(3)	41(17)		0.014(6)
9096(1)	9096(1)	0	1^-	100(3)	776(23)	2.96(9)	
9075(1)	9075(1)	0	1^+	100(11)	170(19)		0.059(6)
9012(1)	9012(1)	0	1^-	100(31)	150(47)	0.59(18)	
	6852(3)	2160(2)		87(16)	131(25)		
8927(3)	8927(3)	0	1^-	100(9)	534(48)	2.15(20)	
8893(2)	8893(2)	0	1^+	100(15)	188(29)		0.069(11)
	7560(2)	1333(2)		95(13)	179(24)		
8875(1)	8875(1)	0	1^+	100(47)	87(41)		0.032(15)
8849(2)	8849(2)	0	1^+	100(17)	180(30)		0.067(11)
	5721(3)	3128(3)		36(9)	65(17)		
8802(2)	8802(2)	0	1^+	100(35)	82(29)		0.031(11)
8783(1)	8783(1)	0	1^-	100(15)	196(30)	0.83(13)	
8776(1)	8776(1)	0	1^+	100(18)	222(39)		0.085(15)
8762(1)	8762(1)	0	1^+	100(18)	199(36)		0.077(14)
8749(2)	8749(2)	0	1^-	100(19)	153(29)	0.65(13)	
8741(1)	8741(1)	0	1^-	100(30)	40(12)	0.17(5)	
	5620(3)	3121(2)		76(31)	30(12)		
8691(2)	8691(2)	0	1^+	100(24)	94(22)		0.037(9)
8658(2)	8658(2)	0	1^+	100(11)	223(24)		0.089(10)
8658(1)	8658(1)	0	1^-	100(12)	143(17)	0.63(8)	
8630(3)	8630(3)	0	1^-	100(23)	64(14)	0.28(6)	
8582(2)	8582(2)	0	1^+	82(9)	59(5)		0.024(2)
	5455(3)	3127(3)		100(15)	71(10)		
8518(3)	8518(3)	0	1^-	100(11)	400(43)	1.85(20)	
	6359(2)	2159(1)		26(4)	103(15)		
8467(2)	8467(2)	0	1^-	100(19)	82(15)	0.39(7)	
8454(1)	8453(1)	0	1^+	100(14)	174(24)		0.075(10)

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Energy [keV]	E_γ [keV]	E_{final} [keV]	J^π [\hbar]	I_γ [%]	Γ_0^2/Γ [meV]	$B(E1) \uparrow$ [$10^{-3}e^2fm^2$]	$B(M1) \uparrow$ [μ_N^2]
8448(2)	8448(2)	0	1^-	100(27)	88(24)	0.42(11)	
8406(2)	8406(2)	0	1^-	100(11)	129(15)	0.62(7)	
8357(2)	8357(2)	0	1^+	100(15)	169(25)		0.075(11)
	5233(3)	3125(2)		24(6)	41(10)		
8297(2)	8297(2)	0	1^-	100(13)	151(19)	0.76(10)	
8263(3)	8264(3)	0	1^-	100(4)	812(32)	4.12(16)	
	6103(2)	2160(2)		43(2)	347(16)		
	5978(2)	2285(1)		5(1)	41(11)		
8215(2)	8215(2)	0	1^+	100(48)	48(23)		0.023(11)
8193(3)	8193(3)	0	1^-	100(7)	347(25)	1.81(13)	
8191(3)	8191(3)	0	1^+	100(7)	212(15)		0.100(7)
8128(2)	8128(2)	0	1^-	100(3)	732(26)	3.91(14)	
	5966(3)	2162(3)		4(2)	32(13)		
	5842(3)	2286(3)		7(1)	52(7)		
8114(2)	8114(2)	0	1^+	100(10)	141(15)		0.069(7)
8088(2)	8088(2)	0	1^-	100(8)	1013(84)	5.49(45)	
	6754(3)	1334(2)		10(1)	104(12)		
	5801(3)	2287(3)		19(1)	190(15)		
8045(2)	8045(2)	0	1^+	100(26)	82(21)		0.041(11)
7954(1)	7954(1)	0	1^+	100(6)	374(22)		0.192(11)
7941(2)	7940(2)	0		100(18)	21(4)	0.12(2)	0.011(2)
7928(2)	7928(2)	0		100(30)	77(23)	0.44(13)	0.040(12)
7882(3)	7882(3)	0	1^+	100(23)	95(22)		0.050(12)
7854(1)	7854(1)	0	1^+	100(18)	112(20)		0.060(11)
7844(2)	7844(2)	0		100(17)	24(4)	0.14(2)	0.013(2)
7763(1)	7763(1)	0	1^+	100(8)	305(24)		0.169(13)
7748(2)	7749(2)	0	1^-	100(4)	260(11)	1.60(7)	
	6414(3)	1334(3)		59(4)	154(11)		
7744(3)	7744(3)	0	1^+	100(59)	83(49)		0.047(27)
7692(2)	7692(2)	0	1^-	100(2)	1613(37)	10.16(24)	
7658(3)	7658(3)	0	1^+	100(5)	622(30)		0.359(18)
7649(2)	7649(2)	0	1^-	100(3)	1408(48)	9.01(31)	
7475(2)	7475(2)	0		100(8)	170(14)	1.17(10)	0.106(9)
7459(1)	7459(1)	0		100(15)	145(21)	1.00(15)	0.091(13)
7319(2)	7319(2)	0		100(51)	76(39)	0.56(28)	0.050(26)
7301(2)	7301(2)	0		100(33)	244(80)	1.80(59)	0.163(53)
7205(2)	7205(2)	0		100(29)	21(6)	0.16(5)	0.014(4)

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Energy [keV]	E_γ [keV]	E_{final} [keV]	J^π [\hbar]	I_γ [%]	Γ_0^2/Γ [meV]	$B(E1) \uparrow$ [$10^{-3}e^2fm^2$]	$B(M1) \uparrow$ [μ_N^2]
7118(2)	7118(2)	0		100(21)	64(14)	0.51(11)	0.046(10)
7058(2)	7058(2)	0		100(29)	50(14)	0.41(12)	0.037(11)
7040(1)	7040(1)	0	1^-	100(14)	144(20)	1.19(16)	
6976(2)	6976(2)	0	1^-	100(20)	56(11)	0.48(10)	
6960(2)	6960(2)	0	1^+	100(22)	59(13)		0.046(10)
6948(2)	6948(2)	0		100(29)	8(2)	0.07(2)	0.006(2)
6931(2)	6931(2)	0	1^-	100(32)	108(34)	0.93(30)	
6914(3)	6914(3)	0	1^+	100(5)	211(11)		0.166(9)
6739(2)	6739(2)	0		100(31)	33(10)	0.31(9)	0.028(9)
6589(3)	6589(3)	0	1^-	100(6)	167(10)	1.67(10)	
6515(2)	6515(2)	0	1^+	100(6)	140(9)		0.131(8)
6467(2)	6467(2)	0		100(7)	99(7)	1.05(8)	0.095(7)
6384(1)	6384(1)	0		100(11)	92(10)	1.02(11)	0.092(10)
6181(1)	6181(1)	0		100(4)	213(9)	2.59(11)	0.234(10)
5937(3)	5937(3)	0		100(33)	25(8)	0.34(11)	0.030(10)
5914(2)	5914(2)	0		100(47)	17(8)	0.24(11)	0.022(10)
5886(1)	5886(1)	0		100(36)	19(7)	0.27(10)	0.024(9)
5851(2)	5851(2)	0		100(29)	24(7)	0.35(10)	0.031(9)
5804(2)	5804(2)	0		100(8)	72(6)	1.06(8)	0.096(8)
5787(1)	5787(1)	0	2^+	100(87)	10(8)	$9(8)^1$	
5708(2)	5708(2)	0		100(16)	51(8)	0.79(13)	0.071(12)
5695(2)	5695(2)	0		100(56)	20(11)	0.30(17)	0.028(16)
5686(3)	5686(3)	0		100(31)	10(3)	0.15(5)	0.014(4)
5588(1)	5592(1)	0		100(40)	10(4)	0.17(7)	0.015(6)
5580(2)	5580(2)	0		100(25)	24(6)	0.40(10)	0.036(9)
5558(2)	5558(2)	0		100(30)	14(4)	0.23(7)	0.021(6)
5463(1)	5463(1)	0		100(12)	20(2)	0.35(4)	0.032(4)
5379(2)	5379(2)	0		100(35)	11(4)	0.20(7)	0.018(6)
5363(2)	5363(2)	0		100(33)	14(5)	0.27(9)	0.024(8)
5256(2)	5256(2)	0		100(31)	22(7)	0.44(14)	0.039(12)
5209(2)	5209(2)	0		100(26)	22(6)	0.44(12)	0.040(10)
5193(1)	5193(1)	0		100(40)	11(4)	0.23(9)	0.020(8)
5133(2)	5133(2)	0		100(50)	15(8)	0.32(16)	0.029(14)
5066(2)	5066(2)	0		100(4)	143(6)	3.15(13)	0.285(12)
4902(3)	4902(3)	0		100(42)	18(7)	0.43(18)	0.039(16)
4848(2)	4848(2)	0		100(15)	53(8)	1.33(20)	0.120(18)
4021(2)	4021(2)	0	1^+	100(11)	32(4)		0.128(14)

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Energy [keV]	E_γ [keV]	E_{final} [keV]	J^π [\hbar]	I_γ [%]	Γ_0^2/Γ [meV]	$B(E1) \uparrow$ [$10^{-3}e^2fm^2$]	$B(M1) \uparrow$ [μ_N^2]
4008(1)	4008(1)	0	2^+	100(26)	18(5)	105(27) ¹	
3908(1)	3908(1)	0		100(14)	26(4)	1.26(17)	0.114(16)
3796(1)	3796(1)	0		100(18)	6(1)	0.34(6)	0.031(5)
3769(1)	3769(1)	0		100(39)	4(1)	0.19(7)	0.017(7)
3734(1)	3734(1)	0		100(17)	13(2)	0.71(12)	0.064(11)
3715(3)	3715(3)	0		100(49)	5(3)	0.30(15)	0.027(13)
3692(2)	3692(2)	0		100(35)	9(3)	0.51(18)	0.046(16)
3652(2)	3652(2)	0		100(81)	6(5)	0.35(28)	0.032(26)
3522(2)	3522(2)	0		100(44)	1(1)	0.08(3)	0.007(3)
3510(2)	3510(2)	0		100(29)	5(1)	0.34(10)	0.031(9)
3270(2)	3270(2)	0	2^+	100(28)	42(12)	702(198) ¹	
3194(2)	3194(2)	0		100(34)	1.0(1)		0.008(3)
2973(1)	2973(1)	0	1^+	100(34)	6(2)	0.70(24)	0.063(22)
2895(2)	2895(2)	0		100(12)	24(3)	2.79(34)	0.252(31)
1333(1)	1333(1)	0		100(5)	12(1)	17394(857) ¹	

Tab. 3: Ergebnisse einiger in [1] veröffentlichter Daten

Energy [keV]	Γ_0^2/Γ [meV]
6181(1)	190(40)
6517(2)	170(30)
6588(1)	150(11)
7648(2)	1290(170)
7690(1)	1810(230)
7762(1)	370(150)
7950(1)	660(100)
8090(2)	1220(230)
8126(1)	800(130)
8190(2)	630(110)
8922(2)	750(240)
9300(1)	950(280)
9659(1)	5630(690)

¹ $B(E2) \uparrow$ [e^2fm^4]

Die resultierenden $B(E1)$ und $B(M1)$ Übergangsstärken aus Tabelle 2 sind in Abbildung 26 dargestellt. Oben gezeigt sind die Übergangsstärken der Zustände, deren Paritäten nicht bestimmt wurde, da in diesen Energiebereichen nicht an $HI\gamma S$ gemessen wurde. In der Mitte ist die $E1$ Stärkeverteilung dargestellt wobei nur solche Zustände berücksichtigt wurden, bei denen negative Parität gemessen wurde. Der untere Teil von Abbildung 26 zeigt die $M1$ Stärkeverteilung. Zusätzlich ist das experimentelle Sensitivitätslimit (Abschnitt 2.2) dargestellt. Man erkennt, daß die Nachweisgrenze zur Endpunktsenergie der Bremsstrahlung ansteigt. Für die in Tabelle 2 und Abbildung 26 angegebenen Werte wurde, wie bereits beschrieben, bis auf einige Ausnahmen, angenommen, daß Verzweigungen der $J=1$ Zustände in angeregte Niveaus vernachlässigt werden können, d.h. $\Gamma_0/\Gamma=1$ gilt. Für den in den $HI\gamma S$ Messungen ab-

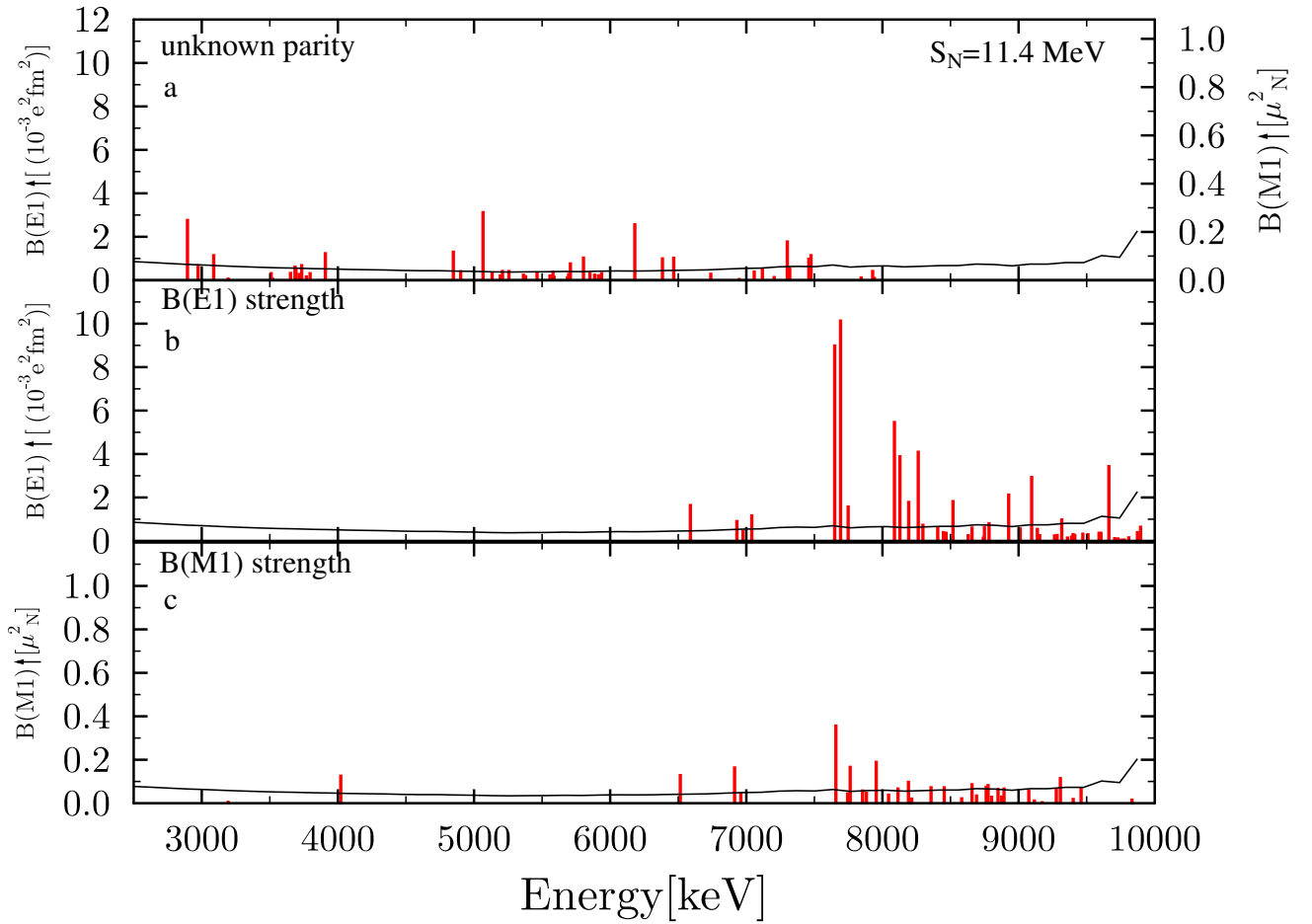


Fig. 26: Dipolstärkeverteilungen in ^{60}Ni . In Teil a dargestellt die Übergangsstärken für die Zustände mit unbekannter Parität, b: Die zugewiesenen $B(E1)$ Zustände, c: Die $B(M1)$ Zustände

gedeckten Energiebereich beträgt das Verhältnis von $E1$ zu $M1$ Stärke etwa 74 ± 5 zu 26 ± 6 %. Die Ergebnisse zeigen also, daß im Gegensatz zu Beobachtungen in ^{44}Ca [40] oder schwereren Kernen wie den $N=82$ Isotonen [29,41] der Anteil an $M1$ in der Dipolstärkeverteilung nicht vernachlässigbar klein ist. Somit ist eine Bestimmung der Parität in dieser Massenregion essentiell, um etwas über $E1$ Summentärke aussagen zu können.

4.5 Bevölkerung der ersten Angeregten Zustände

In Experimenten an HI γ S an ^{138}Ba wurde beobachtet, daß neben den in den Energiebereichen der Einschussenergie angeregten Zuständen auch der erste 2_1^+ bevölkert wurde [41]. Da die Energie der anregenden Photonen weit oberhalb der Anregungsenergie des ersten angeregten Zustands lag, ist davon auszugehen, daß dieser über Zwischenzustände bevölkert wurde. Dies konnte auch in den Experimenten an ^{60}Ni beobachtet werden. In den mit verschiedenen Photonenenergien aufgenommenen Spektren konnte außerdem der Zerfall des ersten 2_1^+ sowie des zweiten 2_2^+ und des zweiten 0_2^+ beobachtet werden. Gezeigt ist dies in Abbildung 27.

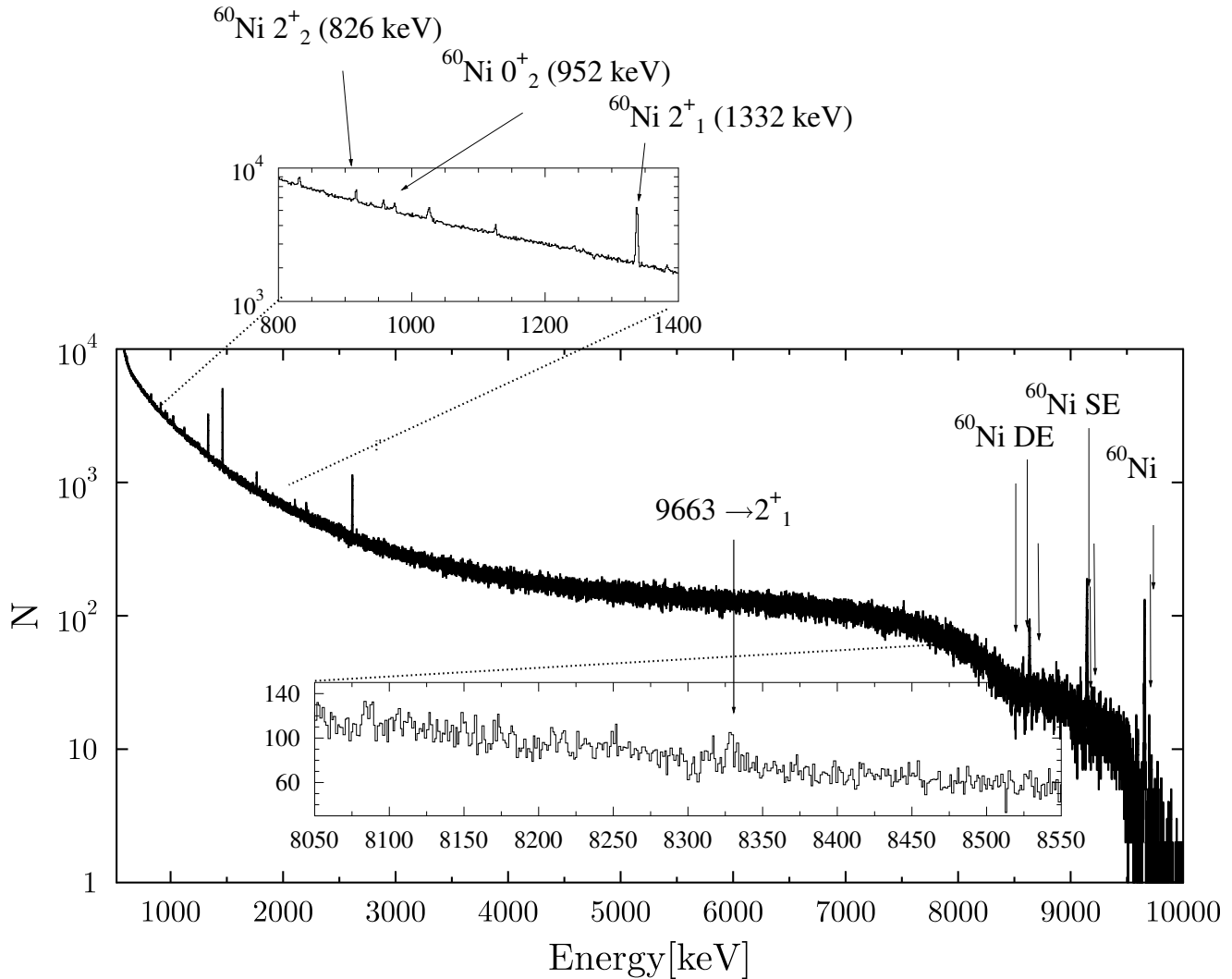


Fig. 27: Bevölkerung des 2_1^+ , 2_2^+ und 0_2^+ von ^{60}Ni bei einer Messung mit monoenergetischen Photonen

Diese müssen also in den Zerfällen der $J=1$ Zustände bei $E_x=9.6$ MeV bevölkert werden. Jedoch wurde nur ein direkter Übergang der $J=1$ Zustände in den 2_1^+ Zustand beobachtet (siehe Ausschnitt in Abbildung 27). Zerfälle in die 2_2^+ oder 0_2^+ Zustände konnten jedoch nicht aufgelöst werden, das heißt, die Bevölkerung muss über weitere Zwischenzustände erfolgen. Die große Menge an prinzipiell zur Verfügung stehenden Zerfallskanälen die letztlich in den angeregten Zuständen landen führt dazu, daß die einzelnen Übergänge nicht in Peaks im Spektrum zu beobachten sind. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, daß viele unbeobachtete Zustände ange-

regt werden, die stärker inelastisch als elastisch zerfallen und daher auch der elastische Zerfall unbeobachtet bleibt.

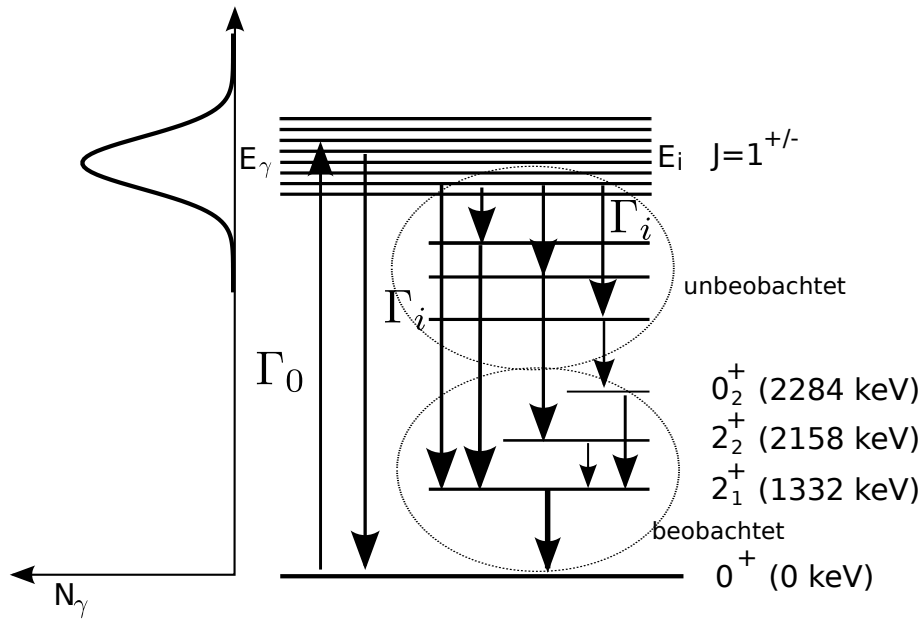


Fig. 28: Prinzip der beobachteten Bevölkerung des ersten 2_1^+ . Es wird angenommen, daß der erste angeregte Zustand von einer Vielzahl energetisch hoch liegender Zustände bevölkert wird.

Da jedoch in allen Fällen (auch nach der Bevölkung des 2_2^+ und 0_2^+) anschliessend der Zerfall des 2_1^+ statt findet, kann die summierte Intensität der Zerfallskanäle über die Intensität des Peaks des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs abgeschätzt werden. Das Prinzip ist in Abbildung 28 dargestellt. Aus der Anzahl der beobachteten Ereignisse des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs und dem summierten Wirkungsquerschnitt der Anregungen in den untersuchten Anregungsenergiebereichen, können die elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitte abgeleitet werden. Dabei muss beachtet werden, daß es sich "nur" um mittlere Grössen über den Anregungsenergiebereich handelt, da wie gesagt keine einzelnen inelastischen Übergänge zugeordnet werden können. Trotzdem lässt sich so feststellen, wieviel Zerfälle im Mittel über angeregte Zustände statt finden. Der inelastische Wirkungsquerschnitt in den Anregungsenergiebereichen wurde dabei über

$$I_{inelast} = \frac{A(2_1^+) \cdot \epsilon_{(E_i)}}{\sum A(E_i) \cdot \epsilon_{(2_1^+)}} \cdot \sum I_0(E_i) \quad (55)$$

berechnet. Dabei bezeichnet $\sum A(E)$ die Summe der Ereignisse in den Peaks der Grundzustandszerfälle der $J=1$ Zustände im jeweiligen Energiebereich. Und $A(2_1^+)$ die Ereignisse der beobachteten Zerfälle des 2_1^+ in den Grundzustand von ^{60}Ni . Die Detektoreffizienzen sind mit $\epsilon_{(E)}$ für die Effizienz im ursprünglichen Anregungsenergiebereich und $\epsilon_{(2_1^+)}$ für die Effizienz für $E_\gamma = 1332$ keV angegeben. Die integrierten Wirkungsquerschnitte der einzelnen Dipolanregungen im untersuchten Energiebereich ist mit $I_0(E)$ angegeben. Der elastische und inelastische Wirkungsquerschnitt, sowie der Totale Wirkungsquerschnitt in den mit monoenergetischen Photonen untersuchten Energiebereichen ist in Abbildung 29 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Berücksichtigung des Bevölkerungsanteil des ersten 2_1^+ Zustands einen grossen Effekt auf den gesamten Wirkungsquerschnitt hat. Dabei weist der inelastische Wirkungsquerschnitt offenbar

einen Sprung bei ca. 8.25 MeV auf. Deutlich wird dies, betrachtet man das Verhältnis zwischen elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitt, wie in Abbildung 30 dargestellt.

Der Anteil der in den 2_2^+ und 0_2^+ zerfallenen Wirkungsquerschnitte ist jedoch deutlich geringer. Das deutet darauf hin, daß nur einige, der an der Bevölkerung des 2_1^+ beteiligten Zerfälle über die Bevölkerung des zweiten 2_2^+ oder 0_2^+ zerfallen. Das Verhältnis zwischen elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitt weist hier ebenfalls einen signifikanten Sprung auf, wie in Abbildung 31 dargestellt.

Eine mögliche Erklärung für den hohen Anteil von inelastischen Zerfällen oberhalb von 8.25 MeV könnte eine "Aufspaltung" der Dipolstärke sein, wie sie bereits in schwereren Kernen beobachtet werden konnte, die zusätzlich zu (γ, γ') , auch mit $(\alpha \alpha', \gamma)$ Experimenten untersucht wurden. Hier beobachtete man, daß einige energetisch hoch liegende $J=1$ Zustände die in (γ, γ') Experimenten angeregt wurden in $(\alpha \alpha', \gamma)$ Experimenten nicht beobachtet werden konnten [42–44]. Dies wurde als Aufspaltung der $J=1$ Stärke in einen niederenergetischen, isoskalaren und einen hochenergetischen, isovektoriellen Teil der Dipolstärke gedeutet. Würde man nun annehmen, daß eine ähnliche Aufspaltung auch in ^{60}Ni beobachtet werden kann, so könnte der hohe Anteil von Zerfällen in den 2_1^+ oberhalb von 8.25 MeV ein Hinweis darauf sein. Einen endgültigen Beweis hierfür könnten $(\alpha \alpha', \gamma)$ Experimente an ^{60}Ni liefern.

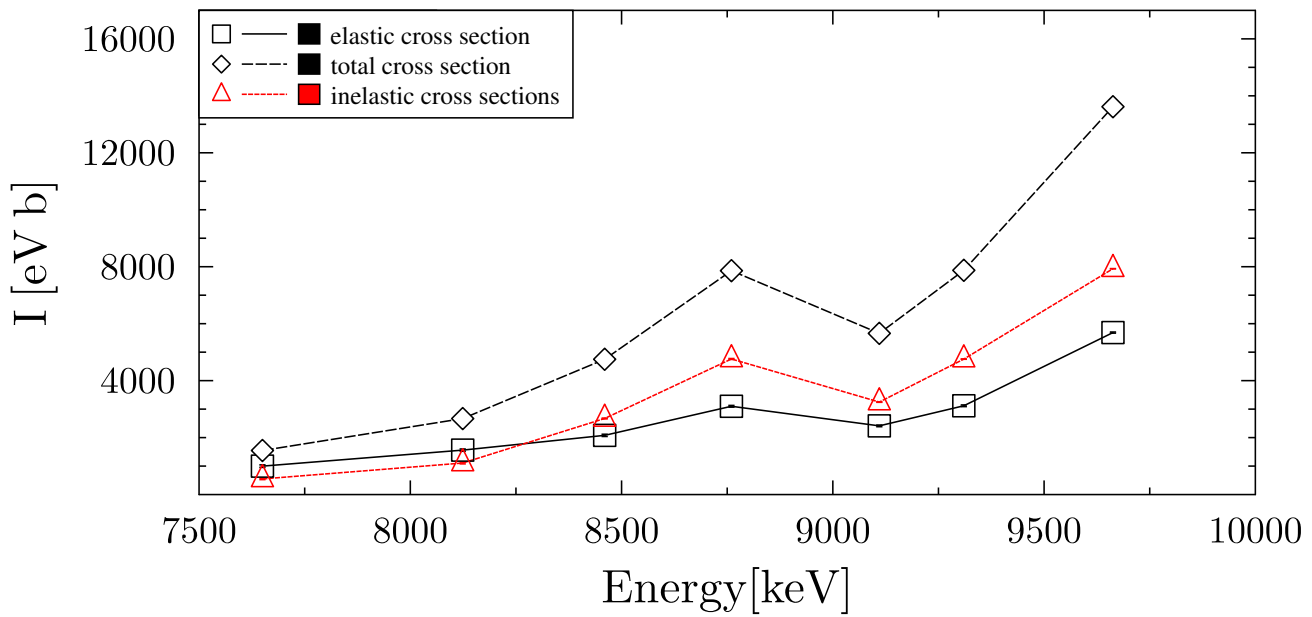


Fig. 29: Elastische (Quadrate) und inelastischer Wirkungsquerschnitt (Dreieck). Der totale Wirkungsquerschnitt ist in Diamanten dargestellt. Eine Diskussion erfolgt im Text.

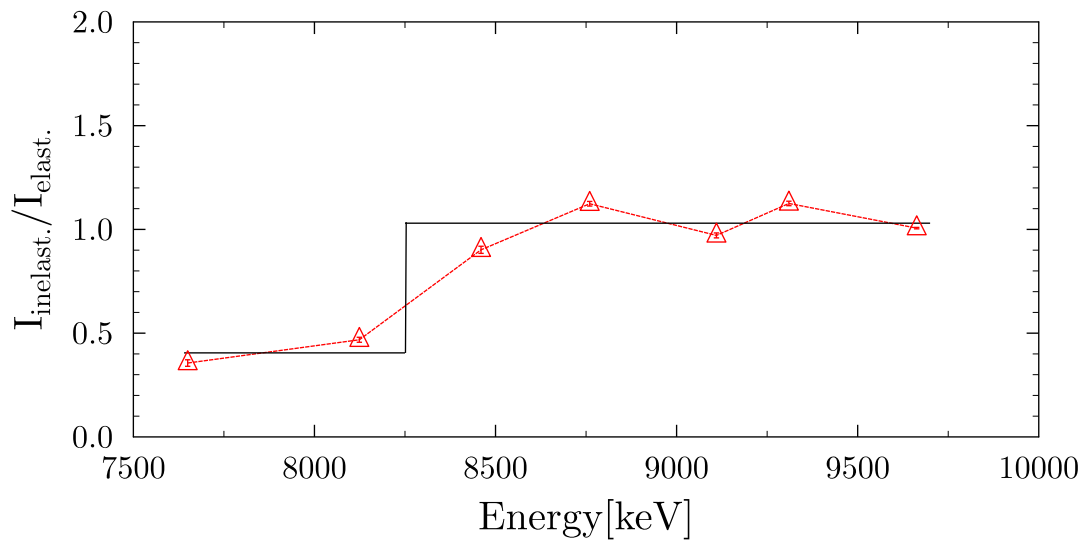


Fig. 30: Verhältnis inelastischer zu elastischen Wirkungsquerschnitte.

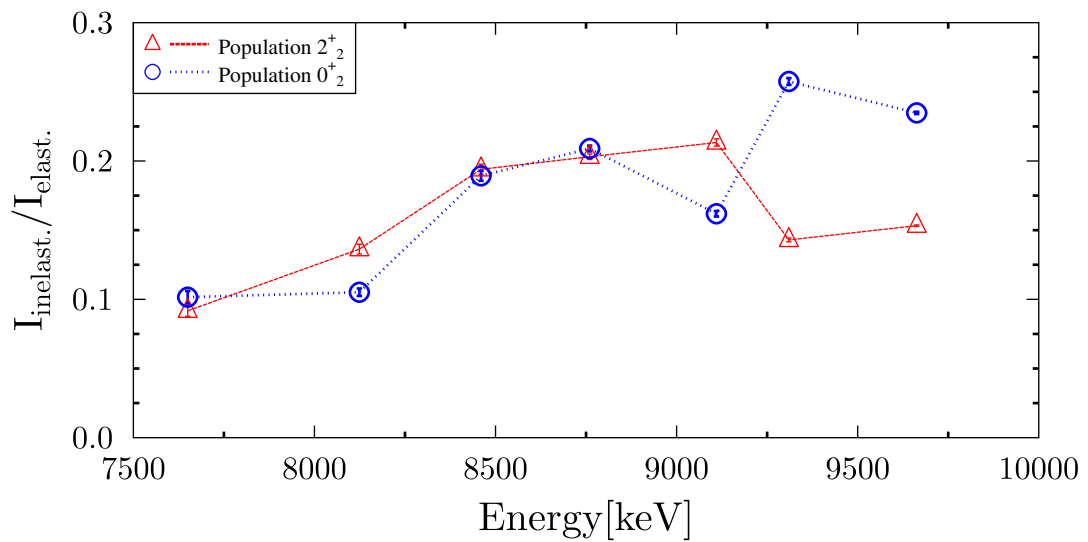


Fig. 31: Verhältnis inelastischer zu elastischen Wirkungsquerschnitte bei Betrachtung der Bevölkerung der 2_2^+ und 0_2^+ Zustände

5 Systematik der E1 Stärke in Semi-magischen Kernen

Die in ^{60}Ni gewonnenen Ergebnisse sollen im Folgenden mit der aus Photonenstreuexperimenten im benachbarten $Z=28$ Kern ^{58}Ni gewonnenen E1 Stärkeverteilung, sowie mit Ergebnissen in Kernen anderer Massenregionen verglichen werden, um eine globale Systematik der Pygmy Dipolresonanz (PDR) aufzustellen. Dabei wird hier der Energiebereich bis 9 MeV gewählt. Diese Obergrenze wurde gewählt, da die hier betrachteten Kerne, bis auf einige Ausnahmen, am DHIPS Setup (vergleiche 3.2) untersucht wurden, wo eine maximale Photonenenergie von 10 MeV zur Verfügung steht und einige Kerne eine Neutronenseparationsenergie von unter 10 MeV aufweisen. Dabei soll gleich zu Beginn hervorgehoben werden, daß eine solche, die ganze Nuklidkarte umfassende Systematik von E1 Stärke im Bereich bis 9 MeV sehr schwierig ist. Die einzelnen Messungen haben zum Teil sehr unterschiedliche Sensitivitätslimits. Auch liegt für einige hier betrachtete Isotope die Neutronenseparationsenergie E_N unterhalb von 9 MeV, so daß hier sicherlich der Anteil oberhalb der Neutronenschwelle fehlt. Bei dem Vergleich ergibt sich ausserdem (wie unten zu sehen), daß der Schwerpunkt der E1 Stärke bei unterschiedlicher Energie liegt, so daß die Wahl eines einheitlichen Energiebereiches für alle Kerne nicht unbedingt sinnvoll ist. Trotzdem soll hier versucht werden, über die vorhandenen experimentellen Daten generelle Eigenschaften der beobachteten E1 Verteilungen in unterschiedlichen Kernen herauszuarbeiten.

5.1 B(E1) Stärke in ^{58}Ni und ^{60}Ni

Die B(E1) Übergangsstärken in ^{60}Ni werden im Folgenden mit der des benachbarten $Z=28$ Kerns ^{58}Ni verglichen. ^{58}Ni wurde ebenfalls mit Hilfe von Photonenstreuexperimenten untersucht. Die Ergebnisse hierzu wurden in [2] veröffentlicht. Im Vergleich zu ^{60}Ni besitzt ^{58}Ni 2 Neutronen weniger. Die Dipolstärke beider Kerne wurde bis zu einer Energie von 10 MeV (in ^{58}Ni) und 9.9 MeV (in ^{60}Ni) untersucht. Die Neutronen-Separationsschwellen liegen in beiden Kernen weit oberhalb des experimentell untersuchten Energiebereichs bei 12.2 MeV in ^{58}Ni und bei 11.4 MeV in ^{60}Ni . Experimentell konnten, neben den in [2] bestimmten Paritäten von ^{58}Ni , in Experimenten an HIγS mit ^{nat}Ni weitere Paritäten von ^{58}Ni zugewiesen werden. Diese sind in Tabelle 4 aufgelistet. Die dazugehörigen Spektren sind im Anhang aufgeführt. Im Vergleich der E1 Stärkeverteilungen beider $Z=28$ Isotope sind die zusätzlich bestimmten Paritäten einbezogen worden. Abbildung 32 stellt die E1 Stärkeverteilungen von ^{58}Ni und ^{60}Ni dar. Teil a beinhaltet dabei die E1 Anregungen in ^{58}Ni , deren Paritäten experimentell zugewiesen wurde. Teil b bezieht zusätzlich alle Dipolanregungen unbekannter Parität mit ein. Gleiches ist in Teil c, bzw. d für ^{60}Ni dargestellt. Um die grobe Struktur der B(E1) Stärkeverteilungen besser vergleichen zu können, wurden diese mit einer Breit-Wigner Funktion mit einer Breite von 300 keV gefaltet.

Beide Stärkeverteilungen weisen eine ähnliche Struktur auf. Es zeigt sich jedoch, daß ^{60}Ni wesentlich mehr, schwacher E1 Anregungen aufweist als das 2 Neutronen ärmere ^{58}Ni . Dafür findet man hier einige wenige starke E1 Anregungen, deren Stärke die stärksten E1 Anregungen von ^{60}Ni übertrifft.

Vergleicht man die aufsummierte E1 Stärke im beider Kerne, so erhält man für ^{60}Ni einen Wert von $(103 \pm 13) \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ und für ^{58}Ni einen Wert von $(87 \pm 10) \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$. Trotz der leicht höheren Summenstärke in ^{60}Ni sind die summierten E1 Stärken in beiden Kernen innerhalb der Fehler vergleichbar.

Da die experimentelle Sensitivität das Auflösen von schwacher Dipolstärke beeinflusst, ist es interessant, den Anteil der schwachen E1 Anregungen an der Gesamtstärke zu untersuchen. Je

Tab. 4: In ^{58}Ni zugewiesene Paritäten. Angegeben sind zusätzlich die in [2] veröffentlichten Daten.

Energie-Level [keV]	J^π [\hbar]	I_{aus} [2] [eV b]	$\Gamma_{i \text{ aus}}$ [2] [meV]	$B(E1)_{\text{aus}}$ [2] [$10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$]	$B(M1)_{\text{aus}}$ [2] [μ_N^2]
7271(1)	1^+	100(10)	456(45)		0.3(3)
7585(2)	1^-	18(8)	89(41)	0.6(3)	
8317(2)	1^-	40(6)	239(36)		1.2(3)
8857(1)	1^+	110(22)	751(147)		0.28(5)
8934(2)	1^-	213(8)	1474(52)	5.9(2)	
8961(2)	1^+	54(6)	378(39)		0.14(1)
9326(1)	1^+	93(6)	975(63)		0.31(2)
9455(2)	1^+	29(5)	222(42)		0.06(1)
9554(2)	1^-	172(11)	1362(84)	4.5(3)	
9630(1)	1^-	57(6)	1189(116)	3.8(4)	
9667(1)	1^+	68(12)	812(166)		0.23(5)

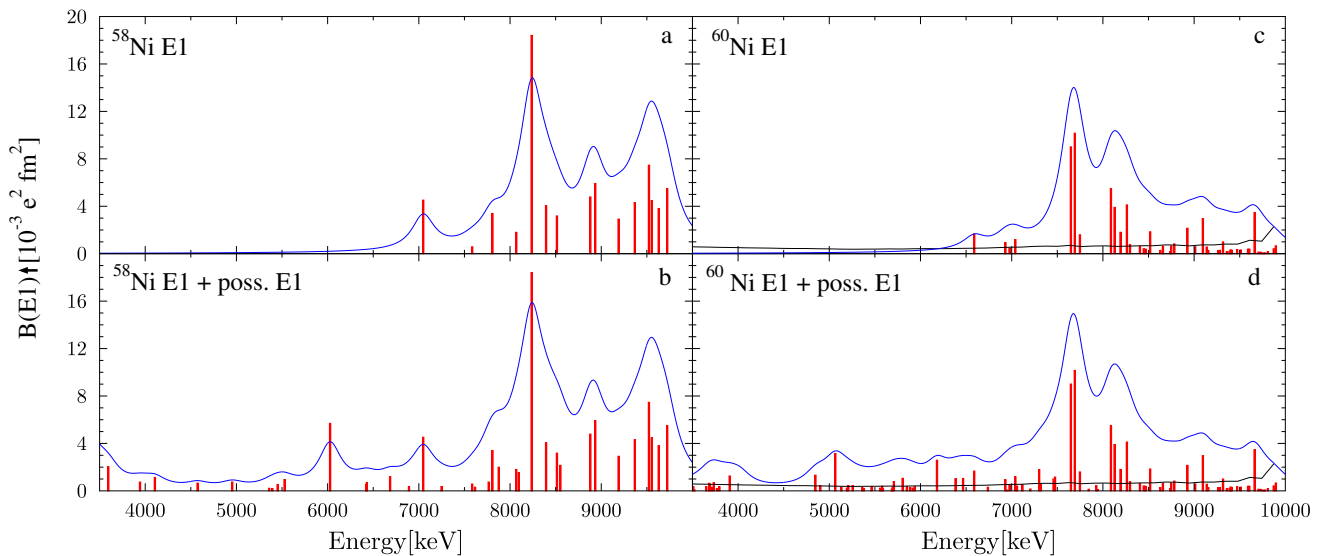


Fig. 32: E1 Stärkeverteilungen in ^{58}Ni und ^{60}Ni . Teil a zeigt die experimentell bestimmte Stärkeverteilung von ^{58}Ni . In Teil b sind dabei alle Dipolanregungen, deren Paritäten unbekannt sind, berücksichtigt. Gleiches ist für ^{60}Ni in Teil c und d dargestellt. Die Verteilungen sind mit einer Breit-Wigner Funktion mit 300 keV Breite gefaltet.

mehr schwache Anregungen in einem Kern zu finden sind, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, aufgrund der experimentellen Sensitivität, Dipolstärke zu verpassen. In Abbildung 5.2 wird der Anteil der schwachen Zustände an der gesamten Dipolstärke in den beiden Ni-Isotopen verglichen. Zusätzlich wird hier auch die Fragmentierung des nichtmagischen Kerns ^{56}Fe in den Vergleich mit einbezogen. Die hierfür verwendeten Daten stammen aus [2]. Die E1 Anregungen

werden hier gemäß ihrer $B(E1)\uparrow$ Stärke in Bins von $0.5 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ einsortiert. Links dargestellt ist die Anzahl der Zustände pro Bin. Rechts dargestellt ist die $B(E1)$ Summenstärke pro Bin. Diese Analyse zeigt also, wie die E1 Stärke auf die einzelnen Zustände verteilt ist und gibt daher Aufschluss über die Fragmentierung. Vergleicht man nun die Fragmentierung der Stärke in ^{58}Ni und ^{60}Ni , so erkennt man, daß der Anteil von Zuständen mit geringer Stärke in ^{60}Ni größer ist, als in ^{58}Ni . Zum Einen könnte dies auf die unterschiedliche Sensitivität der Experimente, an denen die Kerne gemessen wurden, hindeuten, zum Anderen könnte die Erklärung darin liegen, daß die Fragmentierung von elektrischer Dipolstärke steigt, je weiter ein Kern sich von einer abgeschlossenen Protonen, bzw. Neutronenschale befindet. Dies zeigt sich, bezieht man die Fragmentierung im nichtmagischen ^{56}Fe in den Vergleich mit ein. Dieser Kern liegt jeweils zwei Protonen und zwei Neutronen vom $N=Z=28$ Schalenabschluss entfernt. Hier ist der Anteil an geringer Stärke wesentlich größer, als in ^{58}Ni , überschreitet aber nicht die Fragmentierung von ^{60}Ni . Es liegt also die Vermutung nahe, daß der große Abstand von der $N=28$ Neutronenschale in ^{60}Ni den großen Anteil geringer E1 Stärke hervorruft. Um dies für die Nickel Isotope aber noch genau zu erforschen, sind weitere Untersuchungen notwendig, wie zum Beispiel Messungen an den neutronenreichen Kernen ^{62}Ni und ^{64}Ni .

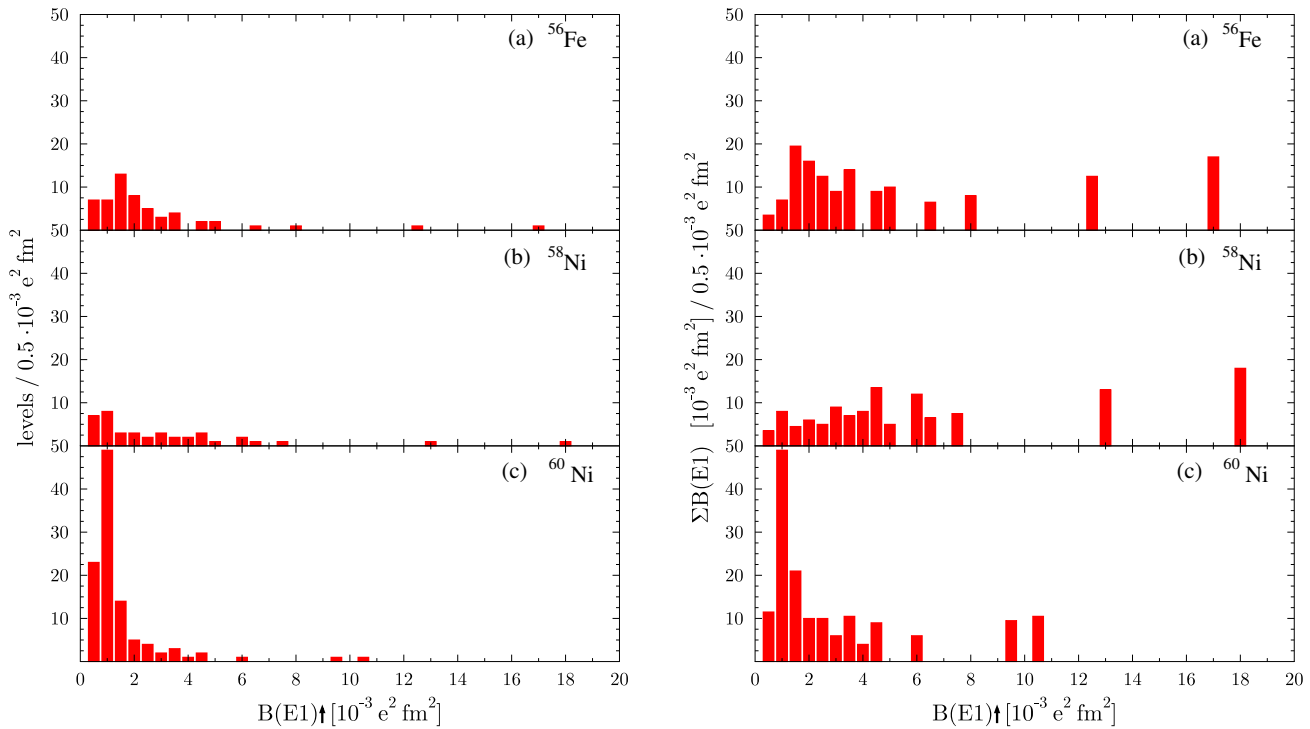


Fig. 33: Fragmentierung in ^{58}Ni und ^{60}Ni . Dargestellt ist die Anzahl der Zustände pro $0.5 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$. Die meisten Zustände in ^{60}Ni haben eine Stärke von 0 bis $6 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2 \text{ fm}^2$, wobei in ^{58}Ni eine größere Anzahl von starken Zuständen zu finden ist.

5.2 Theoretische Beschreibung der Dipolstärke in ^{58}Ni und ^{60}Ni

Zur theoretischen Beschreibung der elektrischen Dipolstärke in den beiden Ni Isotopen wurden jeweils Rechnungen mit dem Quasiparticle Phonon Model (QPM) durchgeführt [45]. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Abbildung 34 dargestellt. Teil a stellt die in ^{60}Ni gemessene E1 Stärkeverteilung dar, wobei Teil b die dazugehörigen QPM Rechnungen zeigt. Gleiches gilt für

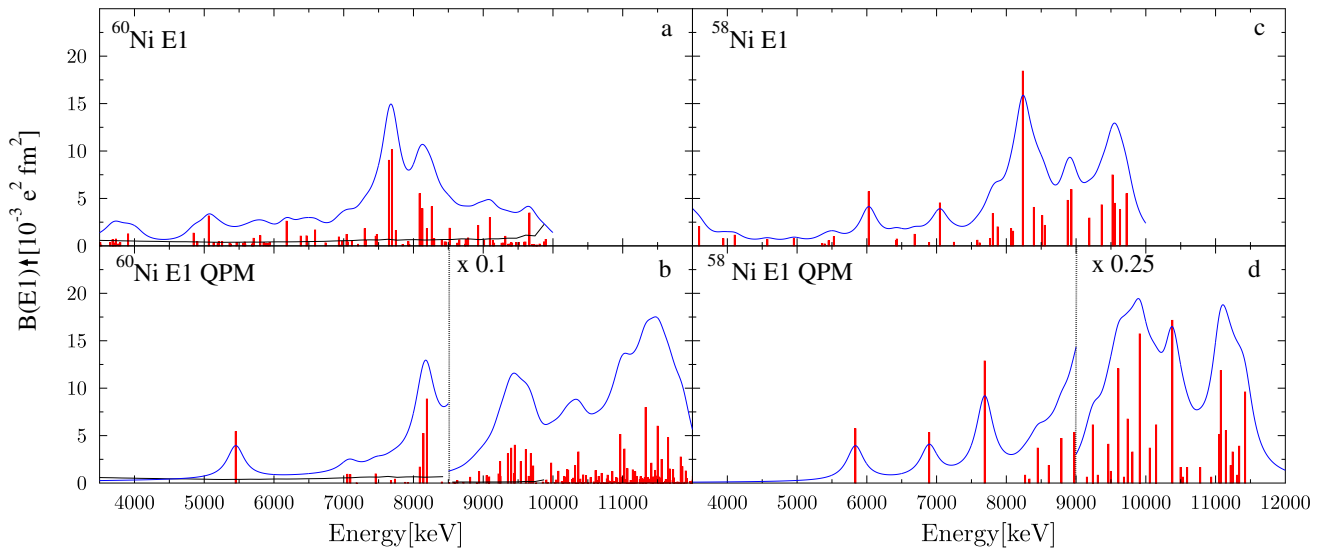


Fig. 34: QPM Rechnungen für ^{58}Ni und ^{60}Ni : Die Rechnungen sagen den Hauptteil der E1 Stärke im Energiebereich oberhalb von 10 MeV voraus.

Teil c und d in ^{58}Ni . Die QPM Rechnungen für ^{58}Ni wurden aus [2] entnommen. Dabei wurden bei den experimentellen Daten auch die Zustände mit einbezogen, bei denen die Parität unbekannt ist. Alle Verteilungen wurden mit einer Breit Wigner Funktion mit 300 keV Breite gefaltet. Es zeigt sich, daß in den Rechnungen für beide Kerne der Hauptanteil der E1 Stärke für den Energiebereich oberhalb von 10 MeV prognostiziert wird. Für ^{60}Ni wird dabei wesentlich mehr Stärke vorhergesagt als für ^{58}Ni . Im Energiebereich bis 10 MeV werden nur wenige E1 Anregungen berechnet. Allgemein zeigt sich, daß die Ergebnisse aus Experiment und Theorierechnungen nur schwer vergleichbar sind, da für den experimentell untersuchten Energiebereich nur wenige Anregungen vorhergesagt werden, wobei darüber bis zur Neutronenseparationsschwelle, der Hauptteil der E1 Stärke im QPM berechnet wurde. Die Ursache hierfür liegt in der Schwierigkeit von QPM Rechnungen für Kerne in dieser Massenregion, da das QPM Modell üblicherweise nur für mittelschwere und schwere Kerne gute Voraussagen bietet [45].

Aus den Photonenstreuexperimenten an ^{58}Ni und ^{60}Ni geht hervor, daß beide Kerne unterhalb von 9 MeV annähernd gleiche Anteile von elektrischer Dipolstärke aufweisen, wobei ^{60}Ni etwas mehr E1 Stärke aufweist, als das zwei Neutronen ärmere ^{58}Ni . Aus der Systematischen Untersuchung der Pygmy-Dipolresonanz in den N=82 Isotonen ist bekannt, daß die B(E1) Summenstärke mit zunehmenden Neutronen zu Protonenverhältnis zunimmt [13]. Dies konnte in den beiden Ni Isotopen ebenfalls beobachtet werden.

In ^{60}Ni konnte zusätzlich eine Vielzahl von schwachen E1 Anregungen beobachtet werden, wohingegen ^{58}Ni wenige, starke Dipolanregungen aufweist, was darauf hinweist, daß die Fragmentierung der Dipolstärke steigt, je weiter ein Kern von einem Schalenabschluss entfernt ist. Da die Dipolstärke beider Kerne nur bis zu einer Energie von ca. 10 MeV untersucht wurde, ist die Dipolstärkeverteilung von dort bis hin zur Neutronen-Separationsenergie von 11.2, bzw. 12.2 MeV unbekannt. QPM Rechnungen sagen jedoch einen Großteil der elektrischen Dipolstärke in diesem Energiebereich voraus. Es wäre also interessant, die Messungen auf den Energiebereich bis 12 MeV zu erweitern.

Um die Eigenschaften von elektrischer Dipolstärke unterhalb der Neutronen-Separationsschwelle in der Z=28 Massenregion vollständig untersuchen zu können, sind daher weitere Experimen-

te an Ni-Isotopen notwendig. Es bietet sich an, auch die elektrische Dipolstärke der stabilen, halbmagischen Kerne $^{62,64}\text{Ni}$ mit Hilfe von Photonenstreuexperimenten zu untersuchen. Aus Experimenten am instabilen ^{68}Ni [19] ist bekannt, daß auch in diesem Kern ein hoher Anteil von Dipolstärke unterhalb der Dipol-Riesenresonanz beobachtet wurde, die der Pygmy Dipolresonanz zugeordnet werden kann. Dabei liegt in der Messung an ^{68}Ni der Schwerpunkt der beobachteten zusätzlichen Stärke bei etwa 11 MeV, also deutlich höher als der hier behandelte Energiebereich in den stabilen Isotopen. Dies zeigt, daß für ein vollständiges Verständnis der E1 Stärkeverteilung unbedingt konsistente Daten über den gesamten Energiebereich gewonnen werden müssen.

5.3 Systematik der Pygmy Dipol Resonanz

Im Folgenden sollen die $B(E1)$ Summenstärken von Kernen aus verschiedenen Massenregionen miteinander verglichen werden. Die dafür zugrundeliegenden experimentellen Daten wurden alle in Bremsstrahlungsexperimenten gewonnen. Diese Experimente wiesen zum Teil unterschiedliche Sensitivität auf und wurden nur bis maximal 10 MeV durchgeführt. Da die Neutronenseparationsenergie vieler hier betrachteter Kerne zum Teil auch deutlich unter 10 MeV liegt, soll, wie zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, die elektrische Dipolstärke im Energiebereich bis 9 MeV verglichen werden.

Bei den hier untersuchten Dipolstärken handelt es sich um elektrische Dipolstärken aus Kernen der Massenregionen $Z=20, N=28, Z=28, N=50, Z=50, N=82$ und $Z=28$. Die einzelnen Kerne, deren Neutronenseparationsenergien, die für diese Untersuchung verwendeten Referenzen und die Energie, bis zu welcher die Dipolstärke gemessen werden konnte, sind in Tabelle 5 aufgelistet.

5.4 $B(E1)$ Summenstärke

Abbildung 35 zeigt die $B(E1)$ Summenstärken der erwähnten Kerne im Energiebereich bis 9 MeV aufgetragen über deren Protonen- und Neutronenzahl. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß die $B(E1)$ Summenstärke zu Kernen mit hoher Massenzahl ansteigt. Auch die in bereits [13] veröffentlichte Abhängigkeit der $B(E1)$ Summenstärke mit steigendem Verhältnis zwischen Neutronen und Protonen in den $N=82$ Isotonen läßt sich hier erkennen. Desweiteren deutet sich dieser Effekt auch in den $N=50$ Kernen an.

Die Abhängigkeit der $B(E1)$ Summenstärke zum Verhältnis zwischen Neutronen und Protonenzahl soll im Folgenden für alle in Abbildung 35 dargestellten Kerne untersucht werden. Hierzu sind in Abbildung 36 die $B(E1)$ Summenstärken über das Neutronen zu Protonenverhältnis aufgetragen.

Zur Unterscheidung sind die Kerne aus den verschiedenen Schalenabschlüssen mit gleichen Symbolen dargestellt. Man erkennt einen steigenden Trend der $B(E1)$ Summenstärke, jedoch ist dieser Trend nicht für alle Kerne einheitlich beobachtbar. Vergleicht man beispielsweise die $N=28$ mit der $Z=50$ Kette, so erkennt man, daß ^{48}Ca weniger Stärke aufweist als ^{120}Sn . Beide Kerne besitzen ein gleiches Neutronen zu Protonen Verhältnis. Gleiches kann wiederum für die Kerne ^{124}Sn und ^{138}Ba beobachtet werden. Das N/Z Verhältnis liegt für ^{138}Ba deutlich unter dem von ^{124}Sn .

Es scheint also, daß die $B(E1)$ Summenstärke nicht nur allein vom N/Z Verhältnis abhängig ist, sondern auch andere Effekte die $B(E1)$ Stärke beeinflussen. Allgemein ist nämlich fest zu stellen, daß die elektrische Dipolstärke mit zunehmender Massenzahl A ansteigt, was bereits in Abbildung 35 ersichtlich ist.

Tab. 5: B(E1) Summenstärken verschiedener halbmagischer Kerne bis 9 MeV. Die Daten wurden den genannten Referenzen entnommen.

Kern	N	Z	$\Sigma B(E1) \uparrow$ [$10^{-3} e^2 fm^2$]	S_N [MeV]	E_{max} [MeV]	Referenz
^{40}Ca	20	20	5.1(8)	15.5	9.9	[46, 47]
^{44}Ca	24	20	88(15)	11.3	9.9	[40, 46, 47]
^{48}Ca	28	20	32(8)	9.9	9.9	[46, 47]
^{52}Cr	28	24	47(5)	12	9.9	[48]
^{58}Ni	30	28	97(7)	12.2	10	[2]
^{60}Ni	32	28	87(10)	11.3	9.9	Diese Arbeit
^{88}Sr	50	38	297(38)	11.1	16	[49]
^{90}Zr	50	40	230(40)	12	13.2	[11]
^{92}Mo	50	42	254(17)	12.7	13.2	[50]
^{112}Sn	62	50	181(23)	10.7	9.5	[10]
^{116}Sn	66	50	241(26)	9.6	10	[7]
^{120}Sn	70	50	156(30)	9.1	9.1	[16]
^{124}Sn	74	50	374(50)	8.4	10.4	[7]
^{136}Xe	82	54	662(45)	8.1	8.1	[17]
^{138}Ba	82	56	699(150)	8.6	9.2	[13]
^{140}Ce	82	58	360(60)	9.2	9.9	[13]
^{142}Nd	82	60	183(30)	9.8	9.9	[13]
^{144}Sm	82	62	207(31)	10.5	9.9	[13]
^{206}Pb	124	82	363(52)	8.1	6.75	[51]
^{208}Pb	126	82	1050(105)	7.4	9.9	[52]

Zur weiteren Untersuchung der B(E1) Dipolstärke werden im Folgenden auch theoretische Daten einbezogen. Dabei handelt es sich um Rechnungen mit dem Quasiparticle Phonon Model (QPM). Es ist jedoch auch hier zu beachten, daß ein systematischer Vergleich dieser Daten nicht unproblematisch ist. Da das QPM Modell fortlaufend weiterentwickelt wird, besteht die Möglichkeit, daß ältere Daten mit neueren Ergebnissen nicht übereinstimmen. Die für diese Arbeit verwendeten Theoriewerte sind, soweit zugänglich, aus den jeweiligen in Tabelle 5 gelisteten Veröffentlichungen entnommen worden. In Abbildung 37 sind die mit dem QPM Modell berechneten B(E1) Summenstärken in Abhängigkeit von N/Z aufgetragen. Auch aus dieser Abbildung ist eine tendenzielle N/Z Abhängigkeit der B(E1) Stärke ersichtlich, jedoch weichen einzelne Werte zum Teil erheblich von den experimentell bestimmten Ergebnissen ab. Auch hier ist zu erkennen, daß die B(E1) Stärke zu schweren Kernen hin ansteigt.

Es lässt sich also durchaus eine N/Z Abhängigkeit der Pygmy-Dipolresonanz erkennen, doch scheint das Neutron-Proton Verhältnis nicht allein die PDR zu beeinflussen.

Um die Abhängigkeit der Massenzahl in der Untersuchung der Pygmy-Dipolstärke zu eliminieren, wird im Folgenden die Abhängigkeit der B(E1) Stärke zur Aysmmetrie zwischen Neutronen und Protonen untersucht. Dies wurde bereits für die Instabilen $^{129,130,131,132}Sn$ sowie die

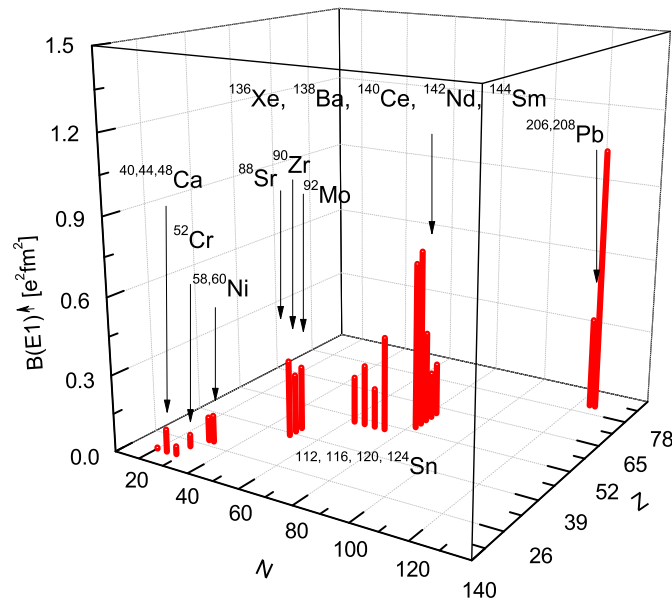


Fig. 35: $B(E1)$ Stärkeverteilungen in verschiedenen Massenregionen. Dargestellt sind die $B(E1)$ Summenstärken verschiedener Halb-oder Doppelmagische Kerne

$^{133,134}\text{Sb}$ Isotope in [14] veröffentlicht. Hier wurden auch einige Stabile Kerne in den Vergleich mit einbezogen. Dabei wurde ein steigender Trend der $B(E1)$ Stärke mit $\alpha = \frac{(N-Z)^2}{A^2}$ beobachtet. Dargestellt ist dies in Abbildung 38.

Dieser Vergleich soll nun auch für die hier untersuchten Kerne aus verschiedenen Massenregionen angestellt werden. Abbildung 39 zeigt die $B(E1)$ Summenstärke der in Tabelle 5 aufgelisteten Kerne in Abhängigkeit von $\frac{(N-Z)^2}{A^2}$. Auch hier zeigt sich ein steigender Trend, jedoch erkennt man, daß dieser nicht einheitlich ist. So weist zum Beispiel ^{138}Ba auch hier mehr $B(E1)$ Stärke auf, als ^{124}Sn , obwohl der $Z=50$ Kern eine wesentlich größere Proton-Neutron Asymmetrie besitzt. Ähnlich wie die Betrachtung der $B(E1)$ Stärke zum Verhältnis zwischen Neutronen und Protonen scheint hier zwar eine Abhängigkeit der $E1$ Stärke zur Asymmetrie zwischen Protonen und Neutronen zu bestehen, jedoch wird diese Abhängigkeit durch weitere Einflüsse überlagert.

Vergleicht man die Ergebnisse mit vorhandenen QPM Rechnungen, wie in Abbildung 40 dargestellt, erkennt man die experimentell gefunden Tendenzen wieder, jedoch weichen einzelne Werte erneut erheblich von den experimentell gefundenen Summenstärken ab.

Es zeigt sich also, daß zwischen $B(E1)$ Summenstärke und Neutronen zu Protonen Verhältnis, sowie Asymmetrie zwischen Protonen und Neutronen eine tendenzielle Abhängigkeit festgestellt werden kann. Es ist aber auch fest zu stellen, daß auch noch weitere Effekte die $B(E1)$ Summenstärke beeinflussen, deren Untersuchung jedoch aufgrund der hier vorliegenden Daten schwierig ist.

Um eine umfassendere Systematik der $B(E1)$ Stärke im Energiebereich unterhalb der Neutronen Separationsschwelle aufstellen zu können und daraus Eigenschaften der Pygmy Dipolresonanz abzuleiten, sind daher umfangreichere und vor allem vollständige Daten notwendig, die mit gleicher experimenteller Sensitivität und gleichen Rahmenbedingungen gewonnen wurden. Durch die experimentelle Sensitivität wird die Bestimmung von Dipolanregungen stark beein-

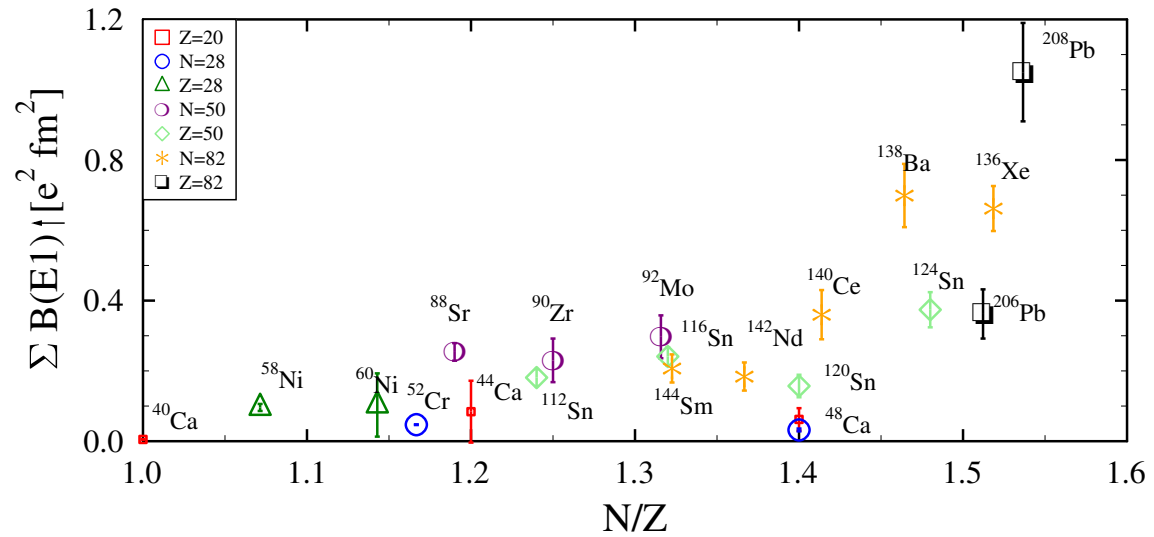


Fig. 36: Vergleich der B(E1) Summenstärken in Abhängigkeit des Protonen- zu Neutronenverhältnisses in verschiedenen halbmagischen Kernen. Die Kerne innerhalb desselben Schalenabschlusses sind gleichfarbig und mit identischen Symbolen dargestellt.

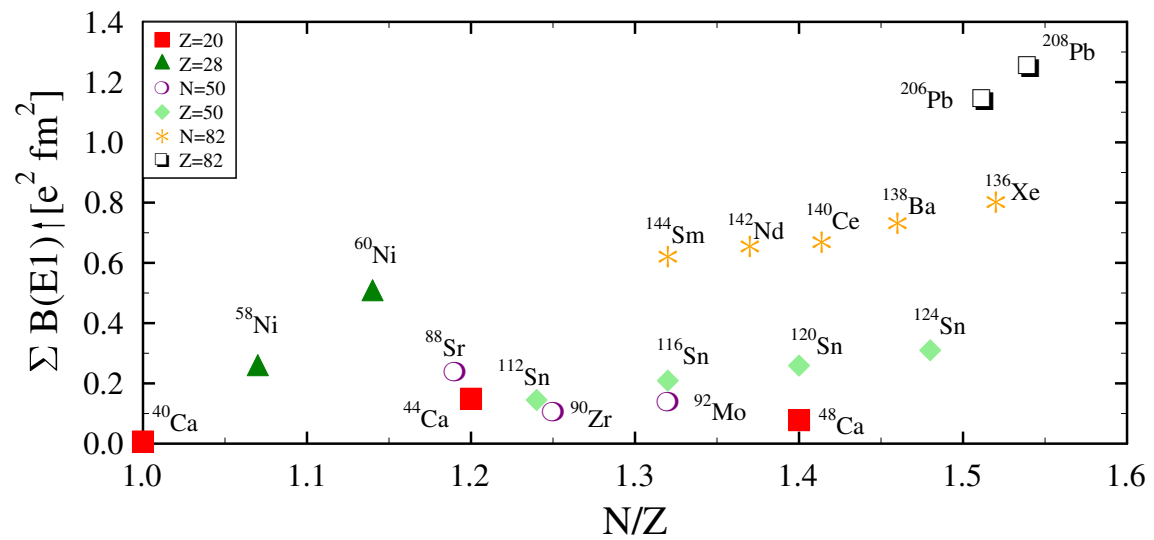


Fig. 37: Theoretisch berechnete B(E1) Summenstärke in Abhängigkeit zum Verhältnis zwischen Neutronen- und Protonenzahl. Kerne aus gleichen Schalenabschlüssen sind jeweils mit gleichen Symbolen dargestellt.

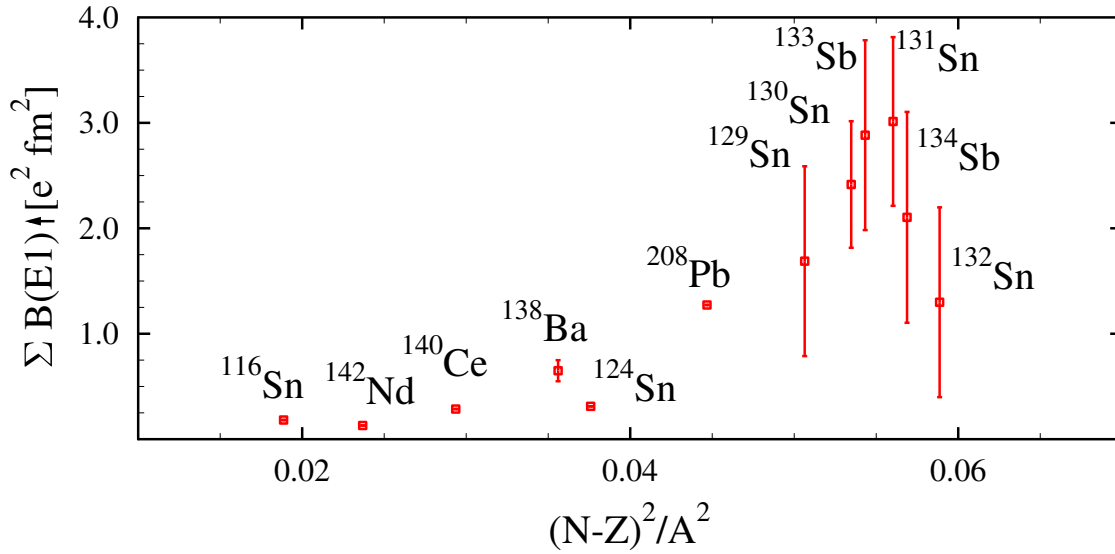


Fig. 38: Pygmy Dipolstärke für verschiedene, stabile und instabile Kerne: Die Daten wurden aus [14] entnommen.

flusst. In Kernen mit grossen Anteilen von schwachen Anregungen besteht die Gefahr, daß ein großer Anteil der Dipolstärke nicht unbeobachtet bleibt. Es lässt sich ausserdem feststellen, daß der Anteil von schwachen Zuständen nicht für alle Kerne gleich groß ist, was bereits in Kapitel 5.1 für ^{58}Ni und ^{60}Ni gezeigt wurde. Daher soll im Folgenden die Fragmentierung der E1 Stärke verschiedener Kerne aus unterschiedlichen Massenregionen verglichen werden.

5.5 Fragmentierung der E1 Stärke

Zum Vergleich der Fragmentierung der B(E1) Stärke werden in den folgenden Abbildungen, analog zu Abbildung 33, die Anzahl und die Summe der Dipolanregungen pro $0.5 \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$ dargestellt. In den Ca Isotopen zeigt sich, daß die beiden halbmagischen Kerne ^{40}Ca und ^{48}Ca weitaus weniger Zustände mit geringer Dipolstärke aufweisen als der einzig halbmagische Kern ^{44}Ca in dieser Massenregion, wie in Abbildung 41 gezeigt. Gleiches zeigt sich für den Vergleich von ^{52}Cr mit ^{48}Ca in Abbildung 42, wo die Fragmentierung der E1 Stärke in ^{52}Cr stärker ist, als in ^{48}Ca .

In der Z=50 Massenregion findet man in ^{116}Sn weniger schwache Anregungen als in den übrigen hier betrachteten Sn Isotopen (vergleiche Abbildung 43). Die stärkste Fragmentierung weist hier ^{112}Sn auf. Vergleicht man die Fragmentierung der E1 Stärke in den N=82 Isotonen miteinander, erkennt man, daß in ^{144}Sm nur wenige starke Zustände zu finden sind und sich die Stärke fast ausschliesslich auf viele schwache Zustände verteilt. In ^{136}Xe hingegen gibt es deutlich mehr starke einzelne Zustände. Dieser Vergleich innerhalb des N=82 Schalenabschlusses deutet darauf hin, daß die Fragmentierung der E1 Stärke steigt, je weiter weg der Kern sich von einem Schalenabschluss befindet, in diesem Fall dem Z=50 Abschluss. Ausführlich wurde dies bereits in [53] untersucht. Betrachtet man unter diesem Gesichtspunkt die Fragmentierungen der E1 Stärke in Kernen anderer Massenregionen, so lassen sich auch hier entsprechende Abhängigkeiten beobachten. Sehr deutlich wird dies insbesondere in den Ca-Isotopen, wo ^{44}Ca die stärkste Fragmentierung aufweist, wobei die E1 Stärke im doppeltmagischen Kern ^{48}Ca praktisch nicht fragmentiert ist. In der Z=50 Kette hingegen lässt sich eine solche Abhängigkeit nicht eindeutig

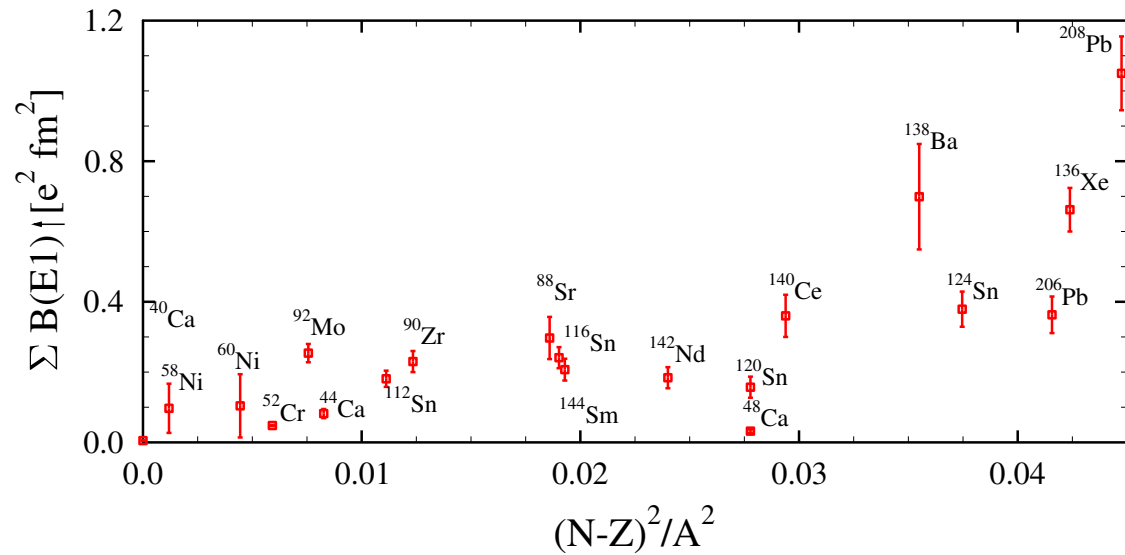


Fig. 39: B(E1) Summenstärke in Abhängigkeit zur Asymmetrie-Energie: Zu erkennen ist, daß die B(E1) Summenstärke mit der Asymmetrie zwischen Neutronen und Protonen ansteigt.

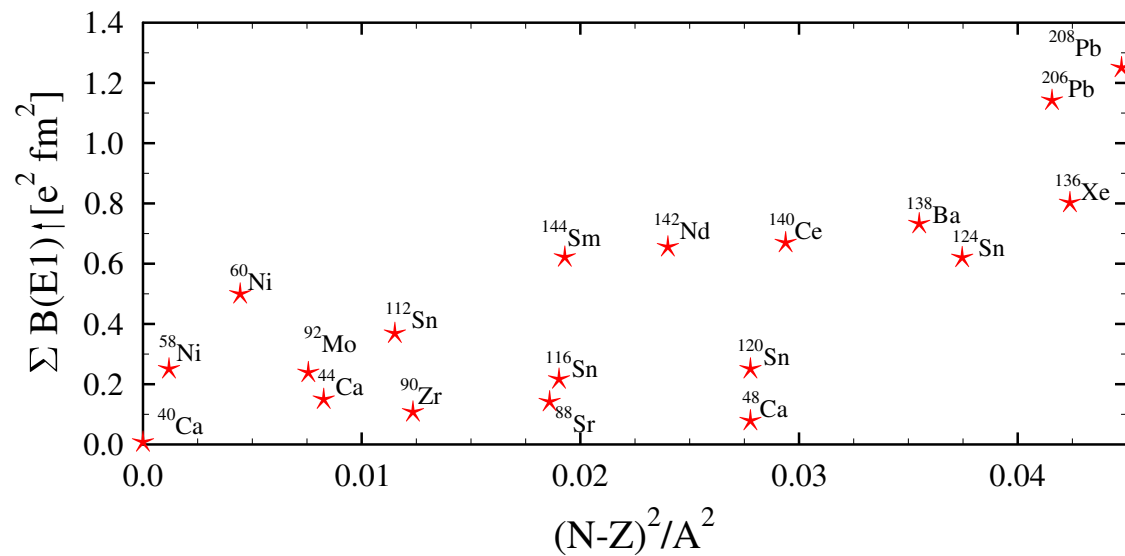


Fig. 40: Theoretisch berechnete B(E1) Summenstärke in Abhängigkeit zur Asymmetrie zwischen Protonen und Neutronen: Die B(E1) Summenstärken zeigen eine steigende Tendenz zu hohen Asymmetrien.

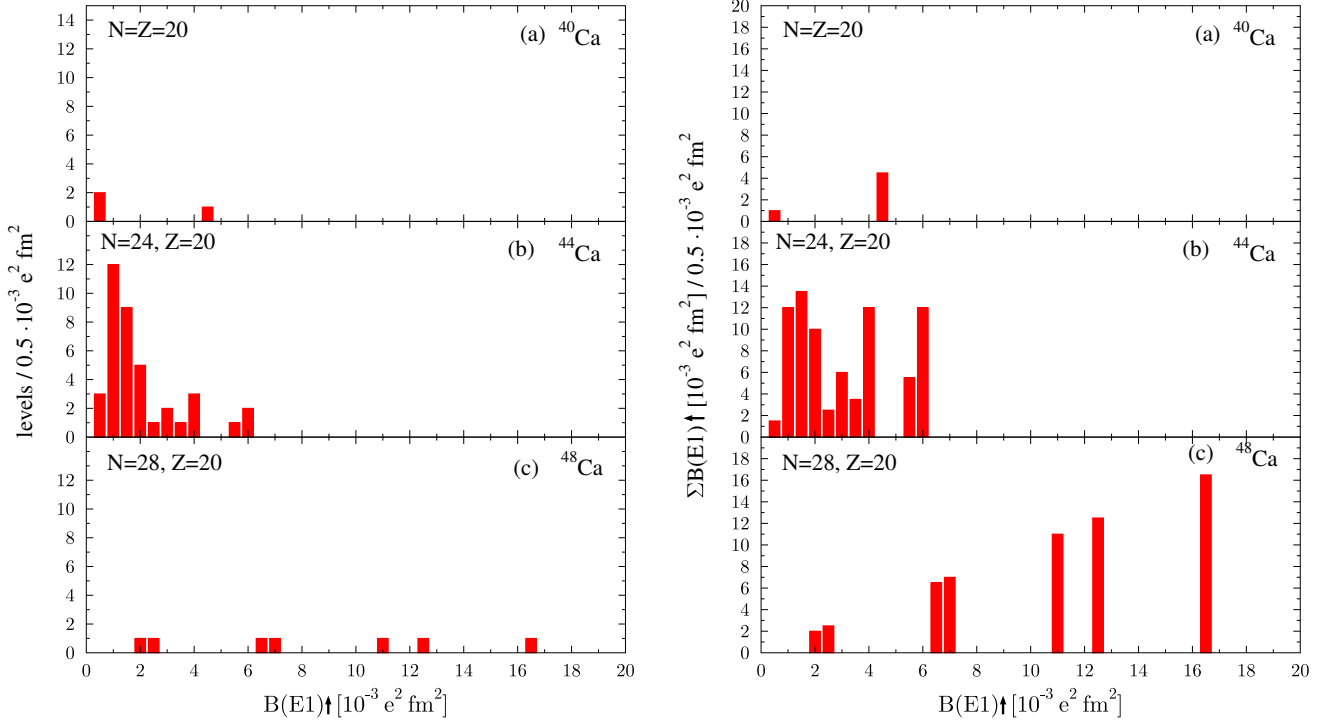


Fig. 41: Fragmentierung der E1 Stärken in den Ca-Isotopen ^{40}Ca (a), ^{44}Ca (b) und ^{48}Ca (c): Der einzige halbmagische Kern ^{44}Ca zeigt die größte Anzahl von Zuständen mit geringer Stärke.

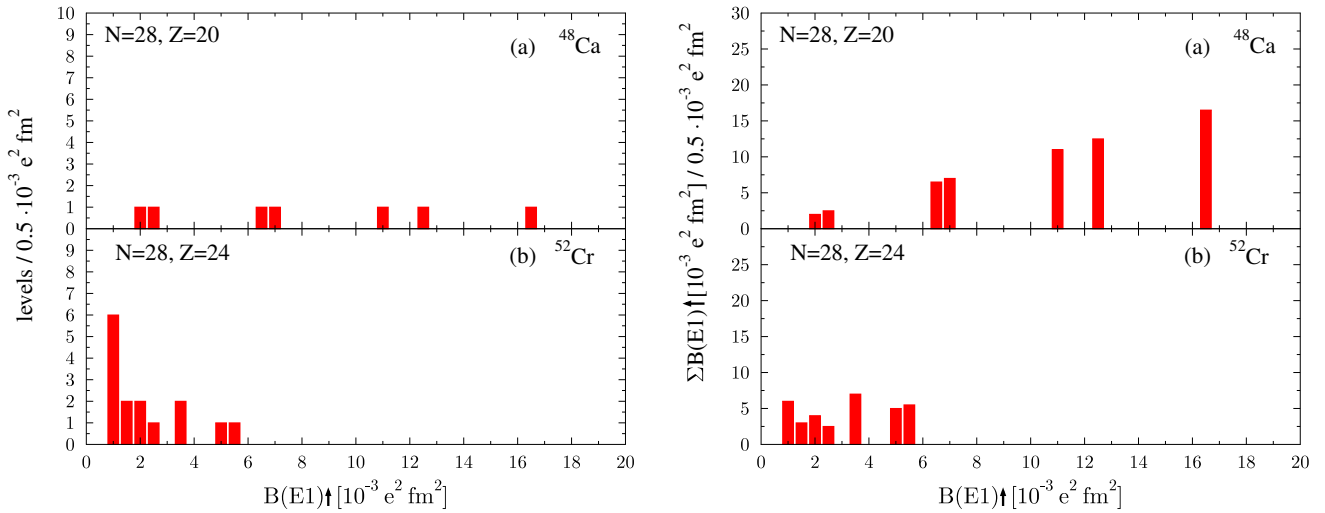


Fig. 42: Fragmentierung der E1 Stärken in ^{48}Ca (a), und ^{52}Cr (b): Im halbmagischen Kern ^{52}Cr findet sich eine Vielzahl von schwachen Zuständen. Die gesamte $B(E1)$ Stärke ist in Anregungen zwischen 1 und $5 \cdot 10^{-3} \text{e}^2 \text{fm}^2$ konzentriert.

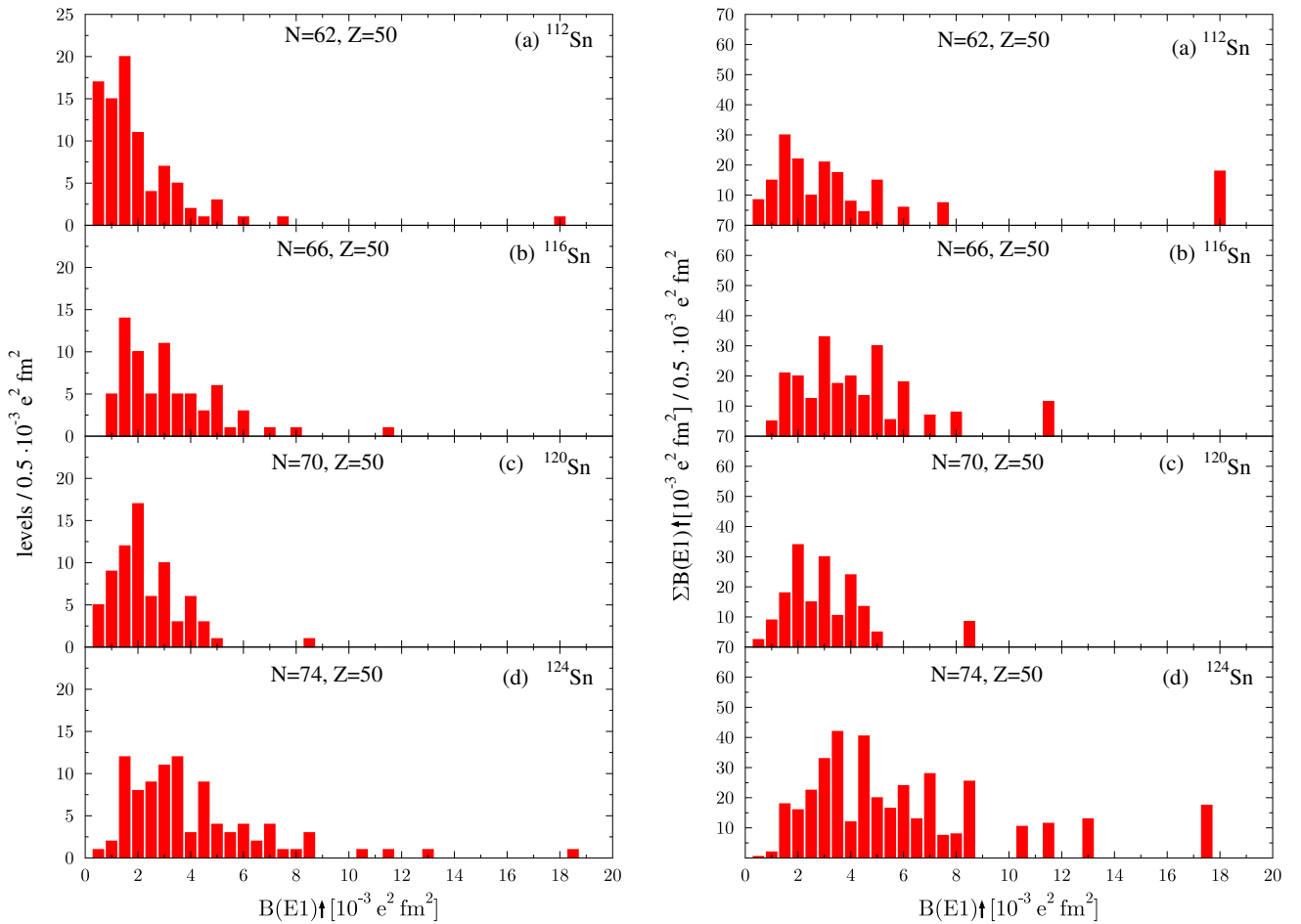


Fig. 43: Fragmentierung der E1 Stärken in den Sn Isotopen ^{112}Sn (a), ^{116}Sn (b), ^{120}Sn (c) und ^{124}Sn (d): Zu erkennen ist, daß die Fragmentierung zu ^{124}Sn hin ansteigt, jedoch in ^{112}Sn bereits eine stärkere Fragmentierung vorliegt, als in den beiden Isotopen ^{116}Sn und ^{120}Sn .

beobachten. Dies könnte jedoch mit der Konfiguration der Unterschalen zusammenhängen oder aber durch die Sensitivität der Experimente bedingt sein.

5.6 Die Pygmy Dipol Resonanz

Die in den vorherigen Abschnitten dargestellten systematischen Untersuchungen der Dipolstärke bis 9 MeV zeigt, daß das Auftreten und die Stärke der Pygmy Dipolresonanz eine tendenzielle Abhängigkeit zum Verhältnis der Neutronen und Protonen, bzw. zur Asymmetrie der Nukleonen zeigt. Es ist aber auch zu erkennen, daß diese Abhängigkeiten noch durch andere Faktoren beeinflusst werden, deren Untersuchung in dieser Arbeit aufgrund der vorliegenden Daten und deren Unvollständigkeit nicht durchgeführt werden kann. Dies wird insbesondere deutlich, betrachtet man die $B(E1)$ Summenstärke in Abhängigkeit zur Asymmetrie der Protonen und Neutronen. Hier kann ein deutlicher Unterschied der $B(E1)$ Summenstärke zwischen den Kernen ^{138}Ba und ^{124}Sn festgestellt werden, obwohl aufgrund der Asymmetrie ^{124}Sn eine größere E1 Stärke aufweisen sollte.

Wie bereits mehrfach erwähnt bieten jedoch die hier vorliegenden Daten keine ausreichende Möglichkeit die Pygmy Dipolresonanz vollständig zu beschreiben. Fehlende Paritäten und Messungen im Energiebereich weit unterhalb der Neutronenseparationsenergie führen dazu, daß

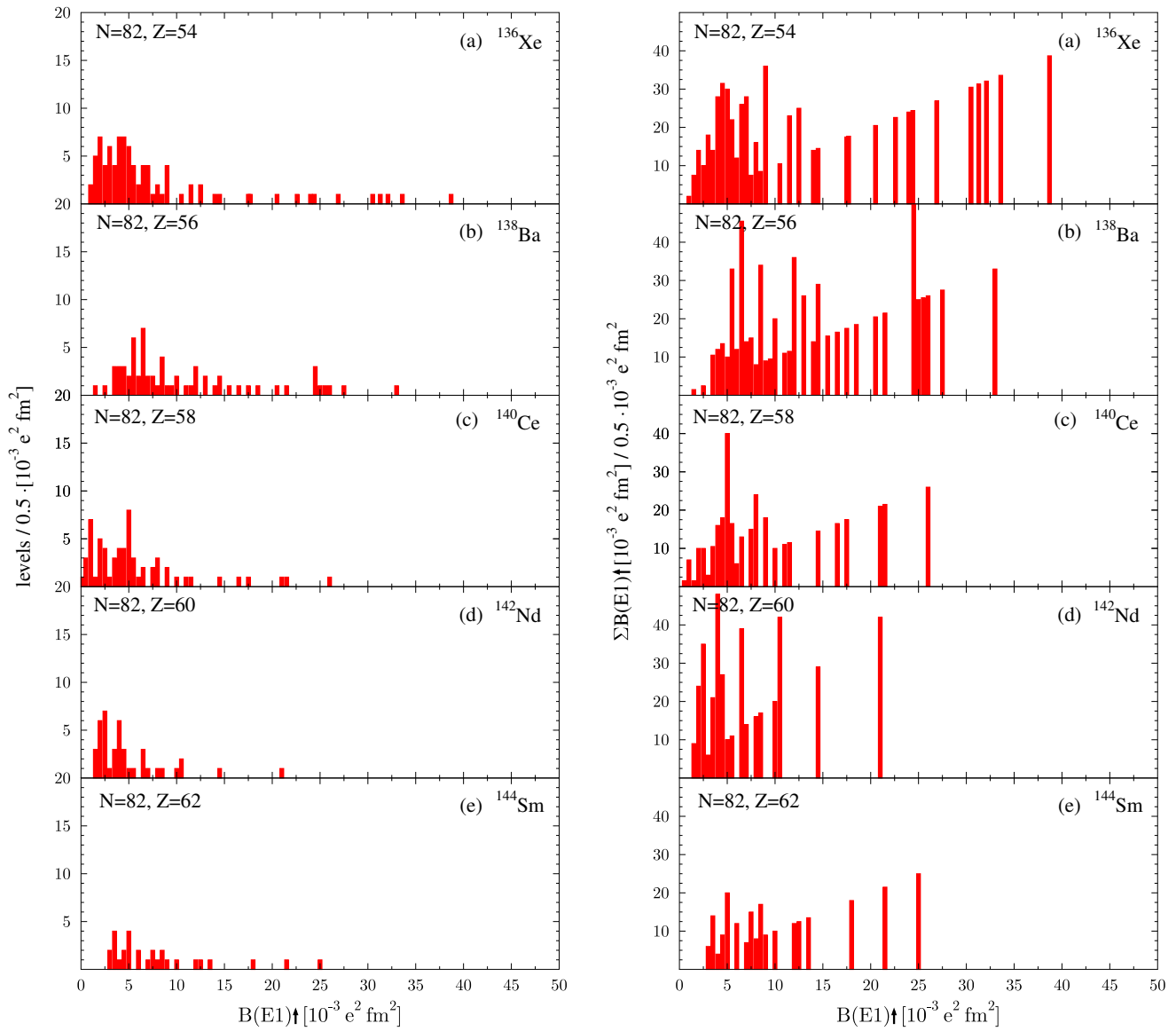


Fig. 44: Fragmentierung der E1 Stärken in den N=82 Isotonen. Während ^{136}Xe mehrere starke Anregungen aufweist, werden die $B(E1)$ Summenstärken in den N=82 Isotonen bis ^{144}Sm zunehmend von schwachen E1 Anregungen gebildet.

die Kenntnis der Dipolstärke oft unvollständig ist. Es sind also weitere Experimente nötig, um zuverlässige und konsistente Aussagen treffen zu können. Wie bereits in der Einleitung dieser Arbeit beschrieben, benötigt man zur systematischen Untersuchung der Dipolstärke in verschiedenen Kernen die komplette Information aller Dipolanregungen vom Grundzustand bis oberhalb der isovektoriellen Dipol-Riesenresonanz. Diese Stärke ist jedoch experimentell noch nicht einheitlich zugänglich und so ist man nach wie vor auf unterschiedliche experimentelle Daten angewiesen.

6 M1 Stärke in ^{60}Ni

Wie bereits in Abschnitt 4.4 erwähnt, wurden in ^{60}Ni neben der E1 Stärke ein signifikanter Anteil an M1Anregungen beobachtet (vergleiche Kapitel 4.4). Dies soll im folgenden Teil untersucht und mit bereits vorhandenen Ergebnissen von ^{58}Ni [2] verglichen werden.

Die aus den Experimenten mit unpolarisierter Bremsstrahlung und polarisierten Photonen gewonnene $B(\text{M1})$ Stärkeverteilung von ^{60}Ni , sowie die in [2] veröffentlichten Ergebnisse von ^{58}Ni sind in Abbildung 45 dargestellt. Man erkennt, daß neben ^{60}Ni auch ^{58}Ni einen signifikanten

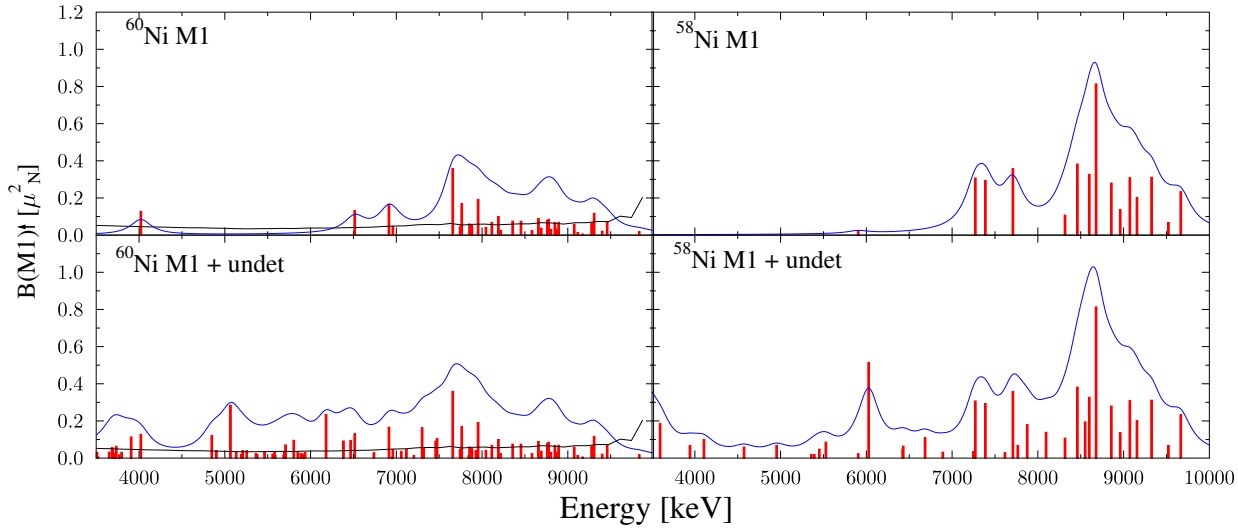


Fig. 45: $B(\text{M1})$ Stärkeverteilung in ^{60}Ni und ^{58}Ni : links dargestellt sind die $B(\text{M1})$ Stärkeverteilungen in ^{60}Ni . Dabei zeigt der obere Teil alle Zustände mit zugewiesener Parität und der untere zusätzlich die Zustände, deren Paritäten nicht bekannt sind.

Gleiches ist rechts für ^{58}Ni dargestellt. Beide Verteilungen sind mit einer Breit-Wigner Funktion mit 300 keV Breite gefaltet.

Anteil von M1 Stärke aufweist. Ähnlich wie die elektrische Dipolstärke, weist ^{58}Ni dabei deutlich mehr starke Anregungen auf, als ^{60}Ni , wobei hier erneut der Großteil der M1 Stärke von schwachen Anregungen gebildet wird. Vergleicht man die gesamte $B(\text{M1})$ Stärke in beiden Kernen, so weist ^{58}Ni eine Stärke von $(8.69 \pm 1)\mu\text{N}^2$ auf, wobei in ^{60}Ni eine $B(\text{M1})$ Summenstärke von $(6.21 \pm 1)\mu\text{N}^2$ zu finden ist, also weniger als im 2 Neutronen ärmeren ^{58}Ni .

In [2] wurde zusätzlich auch der $N=28$ Kern ^{56}Fe untersucht. Hier fand man bei etwa 2.75 MeV Anzeichen auf die Scherenmode, die sich in einer starken M1 Anregung äußert. In ^{58}Ni konnte jedoch keine signifikante Stärke in diesem Energiebereich gefunden werden. Gleiches gilt für das Nuklid ^{60}Ni , in dem man, bis auf die 1^+ Anregung bei 4.02 MeV keine signifikante Stärke in diesem Energiebereich finden konnte (vergleiche Tabelle 2).

Betrachtet man die experimentell bestimmte $B(\text{M1})$ Stärke beider Kerne und vergleicht diese mit den Ergebnissen der QPM Rechnungen, so ergibt sich das die in Abbildung 46 dargestellte Bild.

Die QPM Rechnung für ^{60}Ni sagt einen Anstieg der $B(\text{M1})$ Stärke zu höheren Energien voraus. Gleiches wurde bereits für ^{58}Ni berechnet. Zu erkennen ist jedoch, daß die Rechnungen für ^{58}Ni eine weitaus geringere Fragmentierung zeigen. Die ist jedoch darauf zurück zu führen, daß diese Rechnungen in einem älteren Modell entstanden sind, daß die Fragmentierung von Dipolstärke nicht vollständig berücksichtigt.

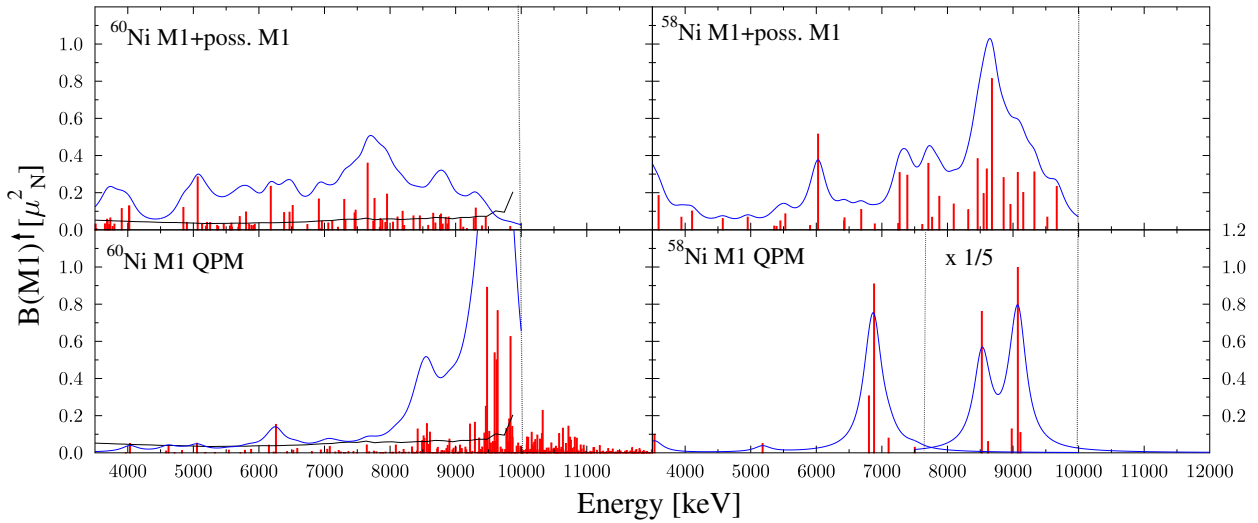


Fig. 46: Experimentelle und theoretische $B(M1)$ Stärkeverteilung in ^{58}Ni und ^{60}Ni : Links: Experimentelle und theoretische Ergebnisse für ^{60}Ni . Rechts: Ergebnisse für ^{58}Ni .

Eine alternative Methode, die $B(M1)$ Stärkeverteilung in einem Kern theoretisch zu beschreiben, bieten Schalenmodell Rechnungen. Diese Rechnungen wurden für ^{60}Ni durchgeführt. Dabei verwendete man hier die Rechnungen für einen ^{40}Ca Core und erweiterte die Schalenstruktur bis zur $Z=28$ und $N=32$ Schale [54]. Die Ergebnisse sind in Abbildung 47 dargestellt. Hier ge-

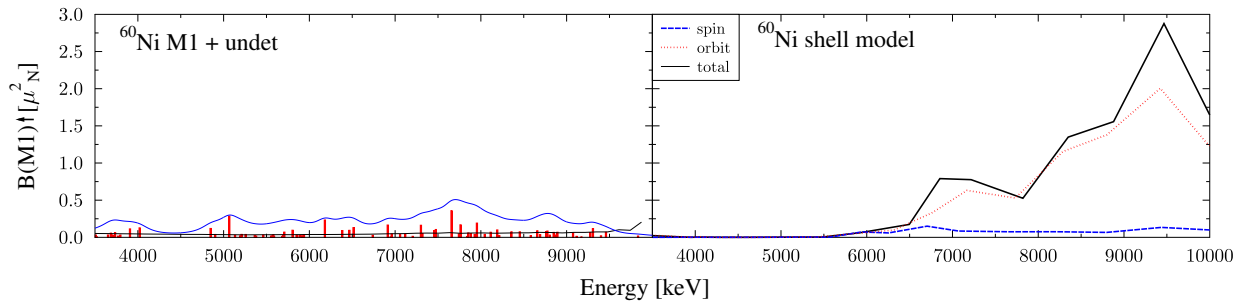


Fig. 47: Schalenmodellrechnungen für ^{60}Ni Links: Experimentelle Ergebnisse für ^{60}Ni . Rechts: Ergebnisse der Schalenmodell Rechnungen. Dabei sind sowohl Spin, Orbit und totaler Anteil dargestellt.

ben die Rechnungen die experimentell gefundenen Werte zumindest im Bereich zwischen 7 und 8 MeV gut wieder. Das Schalenmodell sagt aber auch hier einen starken Anstieg der $M1$ Stärke zu hohen Energien voraus, der experimentell nicht beobachtet wurde.

Die $M1$ Stärkeverteilungen in beiden Nickel Isotopen ähneln stark den Stärkeverteilungen der $N=28$ Isotone ^{50}Ti , ^{52}Cr und ^{54}Fe . Diese wurden 1985 mit Elektronenstreuexperimenten am damaligen Darmstädter Linearbeschleuniger (DALINAC) untersucht [55]. Auch in diesen Kernen konnte eine resonant verteilte, fragmentierte Struktur von $M1$ Stärke gefunden werden. Ferner stellte man fest, daß die Fragmentierung der $M1$ Stärke mit steigender Protonenzahl zunimmt. Als Ursache hierfür wurde angenommen, daß die Mischung der $1f_{7/2}^{-1}$, $1f_{5/2}$ Einteilchen-Loch Anregung mit anderen Konfigurationen diese Fragmentierung beeinflusst. Ein ähnliches Phänomen könnte auch zur Steigerung der Fragmentierung in den Nickel Isotopen führen. In diesem

Fall steigt die Fragmentierung mit zunehmender Anzahl der Neutronen, wobei die $1f_{7/2}$ Protonenschale abgeschlossen ist. Um dies weiter verifizieren zu können, sind weitere Experimente in der $Z=28$ Massenregion notwendig.

7 Simulation von experimentellen Untergrundeffekten

Experimente mit Bremsstrahlung sind von Vorteil, wenn man daran interessiert ist, Dipol- und Quadrupolanregungen bis zu einer vom Experiment abhängigen Endpunktsenergie zu untersuchen. Durch den kontinuierlichen Intensitätsverlauf der Bremsstrahlung werden alle anregbaren Zustände des untersuchten Kerns bis zur Endpunktsenergie angeregt. Der Nachteil bei dieser Methode ist jedoch die Erzeugung von Untergrund, der die Sensitivität des Experiments limitiert (vergleiche Abschnitt 2.2). Der Untergrund entsteht dabei durch atomare Streuung der einfallenden Photonen an Target und dem umgebenden Material. Wäre es möglich, den Anteil des Untergrunds am gemessenen Spektrum zu bestimmen, könnte die experimentelle Sensitivität gesteigert werden, indem man diesen von der Messung subtrahiert und dann das gesamte Spektrum auswertet und nicht “nur” die Peaks wie bisher. Eine Methode, dies zu erreichen, ist die Simulation der Ereignisse, die den Untergrund im Spektrum erzeugen. Diese Methode wurde bereits für Messungen am Bremsstrahlungsmessplatz des ELBE Beschleunigers im Forschungszentrum Rossendorf angewandt [11, 56]

Zunächst soll jedoch der Anteil des Untergrunds untersucht werden, der aus der Streuung der Photonen aus dem umgebenden Material der Detektoren stammt. In Abbildung 48 sind sowohl ein Spektrum gemessen ohne Target, als auch ein Spektrum des Eichstandards ^{11}B dargestellt. ^{11}B wird aufgrund der gut bekannten Zustände in Photonenstreuexperimenten als Eichstandard für Photonenfluss und Effizienz verwendet (Vergleiche Abschnitt 4). Die beiden Messungen wurden dabei aufeinander normiert, um den Anteil des Raumuntergrundes am gemessenen ^{11}B Spektrum bestimmen zu können. Die Normierung wurde dabei anhand des auf das Bremstarget treffenden Elektronenstroms durchgeführt. Da man in der Lage ist, diesen gemessenen Unter-

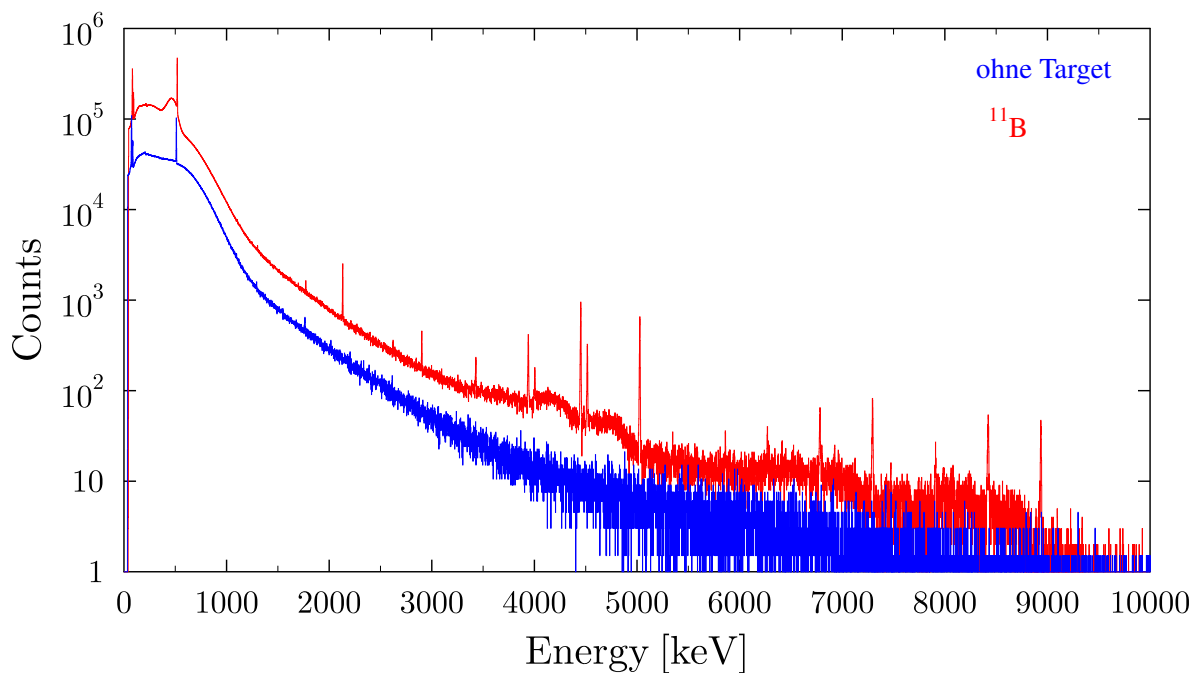


Fig. 48: Untergrundspektrum und Kernresonanzfluoreszenz-Spektrum von ^{11}B . Durch Streuung von Photonen an der Umgebung der Detektoren registrieren diese Untergrundereignisse, die das gemessene KRF-Spektrum beeinflussen. Die Spektren sind aufeinander mit Hilfe des Bremsstrahlungsstroms normiert.

grund vom Spektrum zu subtrahieren, stellt dies zunächst kein Problem für die Auswertung der

gemessenen Kernresonanzfluoreszenz Spektren dar.

Der Vergleich zeigt, daß der wesentliche Teil des kontinuierlichen Untergrunds durch das Target selbst produziert wird, beispielsweise durch atomare Streuung oder erzeugte Bremsstrahlung. Dieser Untergrund kann nicht direkt durch Messungen analysiert werden. Daher soll im Folgenden eine Methode vorgestellt werden, wie dieser Einfluss in Kernresonanzfluoreszenzmessungen mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen untersucht werden kann. Dazu soll ein bekanntes Spektrum von ^{11}B simuliert und so der Einfluss der aus dem Target gestreuten Ereignisse auf das gemessene Spektrum betrachtet werden.

7.1 Das GEANT4 Simulation Toolkit

Zur Simulation der am Target gestreuten Photonen wurde das GEANT4 Toolkit [38] verwendet. GEANT4 ist ein Simulationstool, das auf der Monte Carlo Methode beruht. Dieses Tool verwendet die Programmiersprache C++ und erlaubt es, experimentelle Aufbauten und Szenarien nach zu bilden und die Wechselwirkungen von Teilchen und Photonen mit verschiedenen Materialien zu simulieren. GEANT4 ist modular aufgebaut. In einer sogenannten "Experimentierhalle" werden alle zu berücksichtigenden Objekte und Materialien kreiert und an geeignete Positionen platziert. Eine sogenannte Particle-Gun bildet dann die Quelle der Teilchen oder Photonen und definiert die Position und Richtung, aus der die Teilchen die Objekte treffen. Durch Definition von sogenannten Sensitiven Detektoren kann dann der Bereich definiert werden, der die gestreuten Teilchen registriert. Hierbei ist es außerdem möglich, nur diese Teilchen zu betrachten, die aus bestimmten Richtungen, bzw. Materialien gestreut wurden. Die Ergebnisse werden dann in Form von Histogrammen oder aber durch Angabe der Richtung und Energie der registrierten Ereignisse dargestellt.

Die bei Streuung und Absorption von Teilchen auftretenden physikalischen Prozesse werden durch die sogenannte Physics List definiert. Die Physics List beruht dabei auf theoretischen Rechnungen oder experimentellen Daten. Abhängig von Energiebereich und Teilchensorte der untersuchten Prozesse, stehen in GEANT4 verschiedene Physics Listen zur Verfügung. Die für die Simulation der Wechselwirkung von Photonen mit Materie verwendete Physics List ist die sogenannte Low Energy Physics List. Diese ist in erster Linie dafür vorgesehen, Prozesse mit Energien unter 1 GeV zu beschreiben. Hier werden hauptsächlich Compton-Streuung, Paarbildung und der Photoeffekt berücksichtigt. Hinzu kommen Bremsstrahlungsprozesse, sowie die Wechselwirkungen von Positronen mit Materie. Eine übliche, mit GEANT4 durchgeführte Simulation ist die Antwort eines Detektors auf auftreffende Teilchen. Dies wird unter anderem dazu verwendet, die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Detektors zu bestimmen, um kernphysikalische Messungen auswerten zu können. Die Simulationen von Detektor-Antworten stimmen gut mit experimentell gewonnenen Daten überein.

7.2 Simulation der Response eines HPGe Detektors

Im Folgenden werden die Simulationen der Antwort eines HPGe Detektors vorgestellt, der von einem Photonenstrahl getroffen wird. Die Energie der einfallenden Photonen kann dabei beliebig variiert werden. Man kann somit ein gemessenes Photonenstreupektrum von ^{11}B mit Hilfe von Simulationen nachbilden. Um die simulierten Daten mit experimentellen Messungen vergleichen zu können, werden die Spektren jeweils in Energiebereiche von 50 keV gebinnt, um statistische Fluktuationen zu eliminieren. Die Detektorresponse wurde für die 5 gut bekannten ^{11}B Linien bei 2.12 MeV, 4.4 MeV, 5.02 MeV, 7.29 MeV und 8.9 MeV durchgeführt. Die simulierten Detektorspektren werden dabei auf die gemessenen ^{11}B Zustände normiert und addiert. Das Ergebnis der Simulationen ist in Abbildung 49 dargestellt. Abseits der Zustandsenergien von

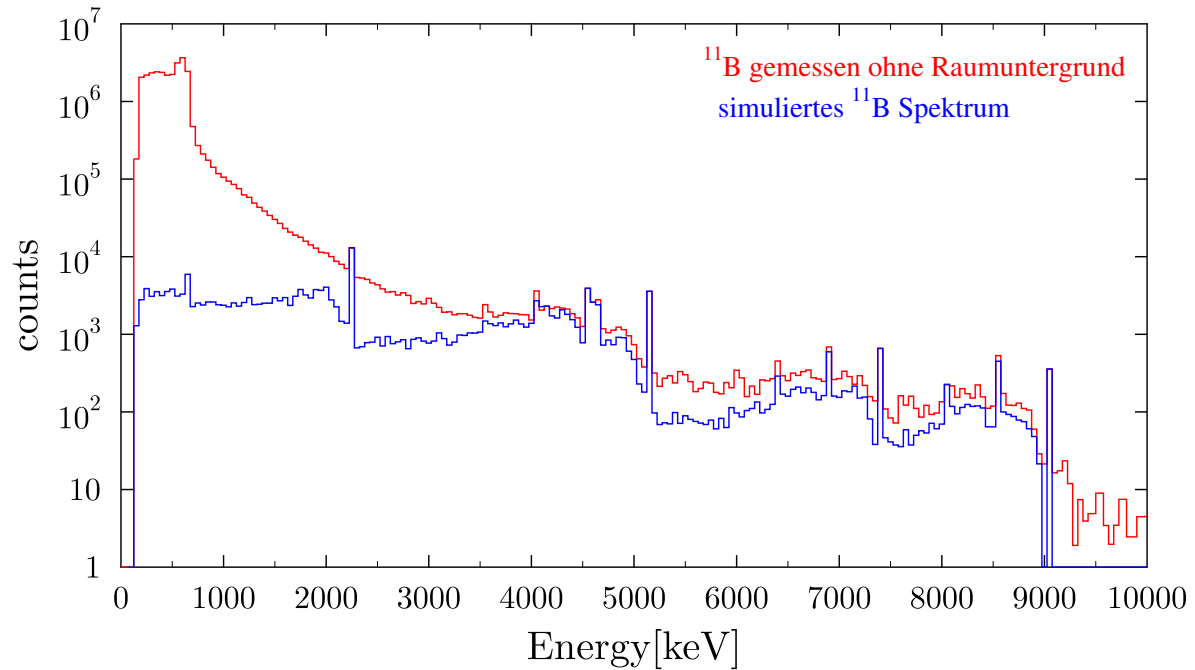


Fig. 49: Gemessenes und simuliertes ^{11}B Spektrum. Simuliert wurde die Detektorantwort der gut bekannten ^{11}B Anregungen. Die Ereignisse in den Spektren wurden jeweils in 50 keV Intervallen aufsummiert.

^{11}B sind große Unterschiede zwischen Simulation und gemessenen Daten zu erkennen. Deutlich wird, daß dieser Unterschied bei niedrigen Energien größer als im hohen Energiebereich ist. Da der gemessene Raumuntergrund bereits vom ^{11}B Spektrum subtrahiert wurde, deutet dies darauf hin, daß dieser Untergrund aus der Streuung von Photonen an Target und Abschirmung stammt. Die Intensitätsverteilung des Untergrunds wird deutlich, subtrahiert man das simulierte Spektrum von der Messung. Dargestellt ist dies in Abbildung 50. Das Untergrundspektrum zeigt hier einen kontinuierlichen Verlauf bis zur der Photonenendpunktsenergie. Der Hauptteil des Untergrunds findet sich dabei im niederenergetischen Bereich. Auffallend dabei ist, daß die Verteilung des Untergrundspektrums der eines Bremsstrahlungsspektrums ähnelt und zu hohen Energien hin kontinuierlich abnimmt. Um die Quelle dieses Untergrunds zu finden, wurden mit Hilfe von GEANT4 Simulationen durchgeführt, um den Anteil der an Target und Aufbau gestreuten Photonen am experimentellen Untergrund zu untersuchen.

7.3 Simulation von Untergrundereignissen

Zur Simulation der Untergrundeffekte in einem Photonenstreuexperiment wurde der Aufbau eines Detektors unter 90° zum einfallenden Photonenstrahl, sowie dessen Abschirmung und ein zu untersuchendes Target realisiert. Im Prinzip wurde dabei das Setup verwendet, welches zur Simulation der Detektorresponse eines ^{11}B Spektrums verwendet wurde. Lediglich Abschirmung und Target wurden eingefügt. Der in der Simulation verwendete Aufbau ist in Abbildung 51 gezeigt. Dargestellt ist das Target, der HPGe-Detektor mit Bleiabschirmung, sowie die einfallenden und gestreuten Photonen. Im Experiment werden zur Unterdrückung von niederenergetischen Ereignissen Blei-, bzw. Kupferscheiben verwendet, die in den Kollimator, vor den Detektor positioniert werden. Diese Filter wurden in den Simulationen ebenfalls berücksichtigt. Zur Reproduktion eines Bremsstrahlungsspektrums wurde ein Photonenstrahl mit verschiede-

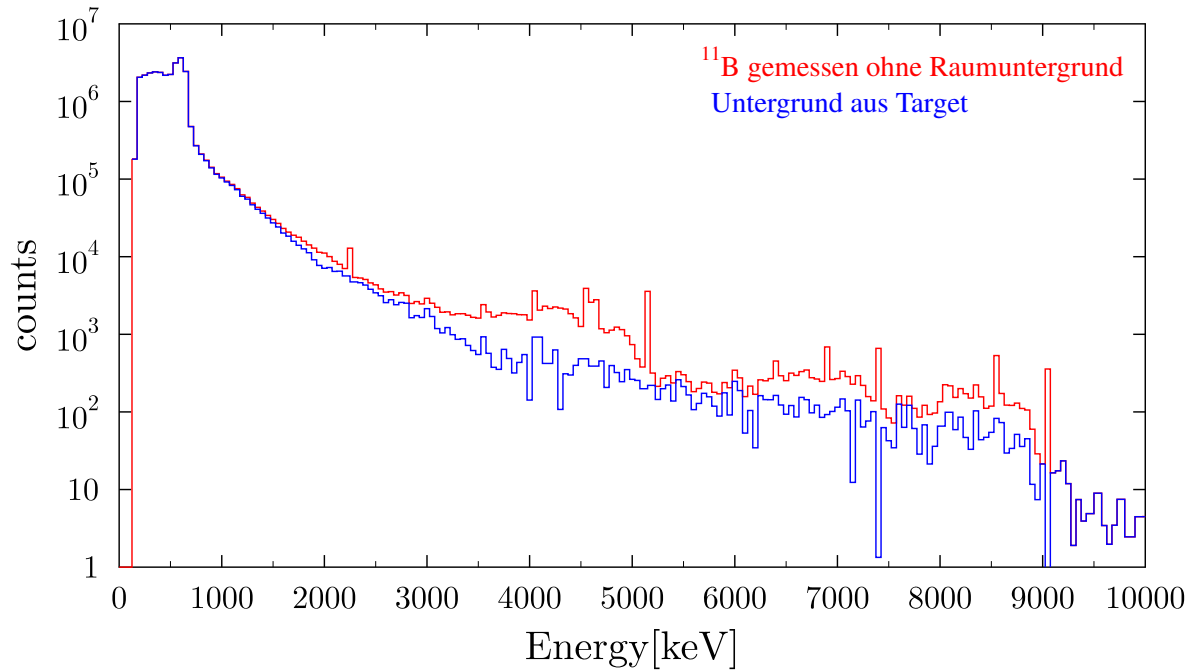


Fig. 50: Gemessenes ^{11}B Spektrum und Untergrundspektrum. Nach Abzug der simulierten Detektorresponse der ^{11}B Anregungspeaks, ergibt sich das hier dargestellte Untergrundspektrum.

nen Energien von 0 bis 10 MeV in 50 keV Schritten simuliert und entsprechend der Intensitätsverteilung eines Bremsstrahlungsspektrums gewichtet. Diese Intensitätsverteilung erhält man durch die bereits in Kapitel 4.2 beschriebene Fitfunktion, die dazu verwendet wird, den im Experiment vorliegenden Photonenfluss zu berechnen. Je Photonenenergie wurden 10^8 Ereignisse simuliert, wodurch die Simulation eines Bremsstrahlungsspektrums insgesamt 17 Tage betrug. Die simulierten Ereignisse wurden mit Hilfe des bei der Messung des KRF-Spektrums verwendeten Strahlstroms auf die gemessenen Spektren normiert. Dies ist möglich, da während des Experiments die auf das Bremstarget treffenden Elektronen registriert werden. Aus Simulationen mit GEANT4 ist bekannt, wie hoch die Photonenausbeute pro Elektron ist und somit kann man daraus auf die auf das Target treffenden Photonen rückschließen.

In Abbildung 52 ist das Ergebnis dieser Simulation dargestellt. Gezeigt sind hier sowohl der aus dem Experiment bestimmte Untergrund, als auch die Simulation des Untergrunds aus Target und Aufbau. Es zeigt sich, daß die GEANT4 Simulationen die Untergrundereignisse zwischen 7 und 10 MeV nicht reproduzieren. Ebenso ist zu erkennen, daß im Energiebereich zwischen 0.5 und 1.5 MeV weniger Ereignisse simuliert wurden, als experimentell gefunden. Dieses Ergebnis macht deutlich, daß die Quelle des experimentellen Untergrundes nicht allein in der atomaren Streuung am Target zu suchen ist, sondern auch andere Ursachen haben könnte. Gerade im Energiebereich oberhalb von 7 MeV ist es möglich, daß die Detektion von kosmischer Strahlung den experimentellen Untergrund beeinflusst. Dies kann durch eine Messung des Untergrundes ohne Photonenstrahl überprüft werden.

Das Fehlen von Ereignissen im niederen Energiebereich des simulierten Untergrundspektrums deutet ausserdem darauf hin, daß weitere Optimierungen der Simulation erforderlich sind.

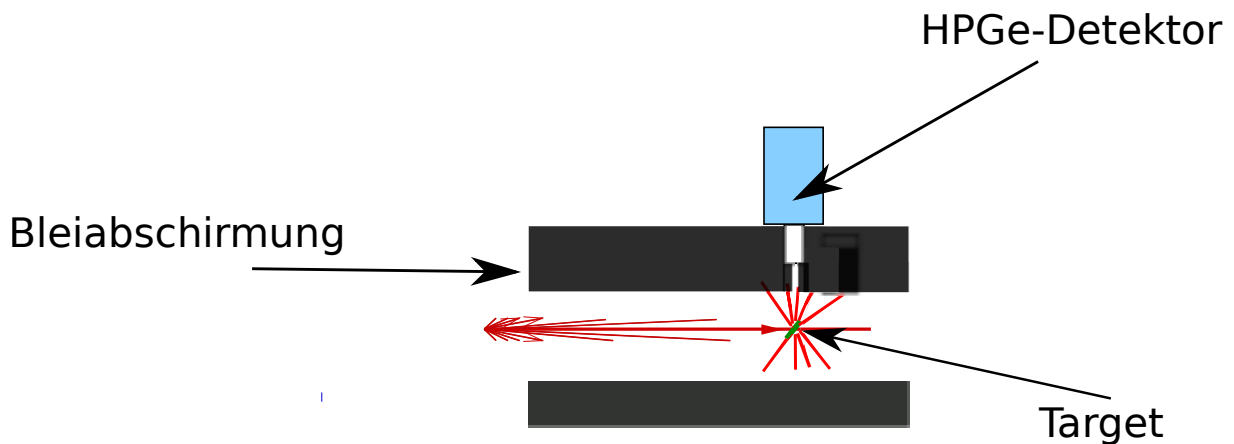


Fig. 51: Szenario zur Simulation des Untergrundes im experimentellen Aufbau. Die einfallenden Photonen werden am Target gestreut und treffen auf einen Detektor unter 90° . Der ganze Aufbau ist mit Blei abgeschirmt.

7.4 Vergleich der Ergebnisse und Schwierigkeiten

Es zeigt sich, daß die hier beschriebene Simulation eines Untergrundspektrums den experimentellen Untergrund nicht vollständig reproduzieren kann. Da GEANT4 alle hierfür notwendigen physikalischen Prozesse berücksichtigt, ist anzunehmen, daß die Quelle des hochenergetischen Untergrund vermutlich nicht die Streuung der Photonen am Target oder der Umgebung, sondern natürliche Untergrundstrahlung ist. Zudem ist es möglich, daß Bremsstrahlungsphotonen direkt, ohne Streuung am Target in den Detektoren registriert werden. Dies kann in der Simulation durch eine Aufweitung des einfallenden Photonenstrahls untersucht werden.

Eine weitere Ursache für das Auftreten von Ereignissen im hohen Energiebereich könnte kosmische Strahlung sein, die trotz der Abschirmung am Experiment detektiert wird. Um dies zu untersuchen sind Untergrundmessungen ohne Photonenstrahl vonnöten.

Da die Simulationen mit GEANT4 in diesem Fall sehr zeitaufwendig sind, ist auch eine Optimierung dieser erforderlich. Wie bereits erwähnt, wurden hierfür Aufbauten genutzt, die bereits zur Simulation von Detektoreffizienzen verwendet werden. Diese betrachten die Detektorantwort auf ein direkt auf den Kristall des Detektors treffendes Photon. In dem zur Simulation der gestreuten Targetphotonen verwendeten Setup, trifft der Photonenstrahl zunächst auf das Target, von wo aus nur ein Bruchteil in die Detektoren gestreut wird. Eine Optimierung der Simulation wäre daher erforderlich, um nur die Ereignisse zu simulieren, die aus dem Target in die Detektoren gestreut werden. Erst so lässt sich bestimmen, ob der registrierte Untergrund aus Streuungen am Target oder am experimentellen Aufbau stammt.

Weiterhin ist zu untersuchen, welche physikalischen Effekte zur Entstehung des Untergrundes beitragen. Die verwendete Physics List, also das Modul, welches die physikalischen Effekte bereitstellt, verwendet hierbei Compton-Streuung, Photoeffekt und Paarbildung. Möglich wäre demnach auch der Einfluss von weiteren Streueffekten, beispielsweise Rayleigh Streuung auf den Untergrund im Spektrum.

Würde es gelingen, den Untergrund gut zu simulieren, könnte durch Simulation der Detektorantwort und Subtraktion dieser Ergebnisse von der Messung auch kernphysikalische Ereignisse

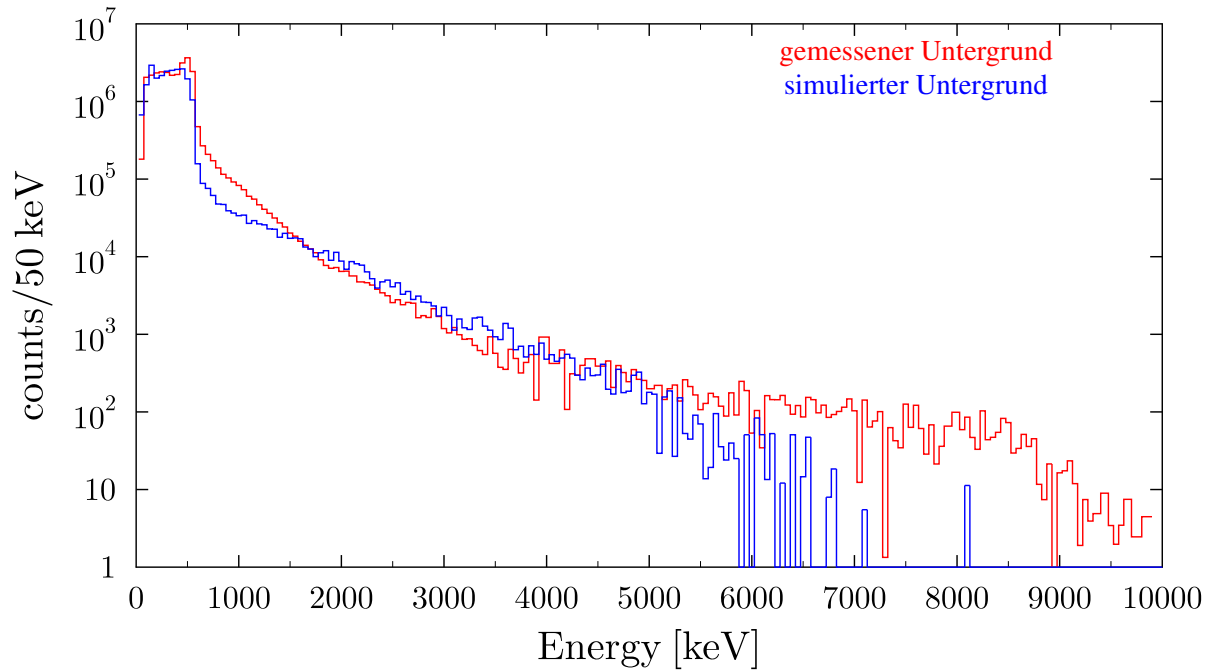


Fig. 52: Gemessenes und simuliertes Untergrundspektrum. Sowohl im Energiebereich zwischen 0.5 und 15 MeV, als auch oberhalb von 7 MeV konnte der experimentelle Raumuntergrund nicht reproduziert werden.

detektiert werden, die in herkömmlichen Experimenten nicht aufgelöst (das heisst in Peaks enthalten) waren. Für die Untersuchung von Dipolstärke in verschiedenen Kernen könnte dies die experimentelle Sensitivität steigern und detailliertere Kernstruktur-Untersuchungen ermöglichen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Bestimmung von Dipolstärke am Kern ^{60}Ni mittels Kernresonanzfluoreszenz (KRF) Experimente vorgestellt. Es wurden dabei insgesamt 138 Dipolanregungen bestimmt. Dabei konnten mit Hilfe von polarisierten, monoenergetischen Photonen insgesamt 46 E1 Anregungen und 32 M1 Anregungen identifiziert werden. Der große Anteil von M1 Anregungen in diesem Kern verdeutlicht, wie wichtig Experimente zu Bestimmung der Paritäten von Dipolanregungen sind.

Die Verteilung der E1 Anregungen im Energiebereich bis 9.9 MeV ist dabei stark fragmentiert, wobei im Bereich 7-9 MeV eine Ansammlung der stärksten Zustände liegt. Die Messgrenze von 9.9 MeV ist im Fall von ^{60}Ni durch die maximale Energie des Injektors des S-DALINAC gegeben. Die hohe Neutronenseparationsenergie von ^{60}Ni erlaubt indes im Prinzip KRF Experimente bis 11.2 MeV. Da die makroskopischen Rechnung gerade im Bereich 10-11 MeV einen signifikanten Anteil der E1 Stärke aufzeigen, wäre eine Erweiterung bis zur Neutronenseparationsenergie für die vollständige Untersuchung der Dipolanregungen sehr wichtig.

Der Vergleich mit dem zwei Neutronen ärmeren ^{58}Ni zeigt hier ähnliche Ergebnisse, wobei die Fragmentierung, also die Anzahl von schwachen Anregungen, in ^{60}Ni wesentlich größer ist als in ^{58}Ni .

Neben der elektrischen wurde auch die magnetische Dipolstärkeverteilung in ^{60}Ni untersucht. Auch hier weist der Vergleich der B(M1) Stärke mit der Stärke aus ^{58}Ni Ähnlichkeiten auf.

Die systematische Untersuchung der elektrischen Dipolstärke in Kernen aus unterschiedlichen Massenregionen stellt sich mit den experimentell vorliegenden KRF Daten als äusserst schwierig heraus. Zwar lässt sich tendenziell eine Abhängigkeit der B(E1) Summenstärke mit dem Verhältnis von Neutronen zu Protonen erkennen, jedoch sind die vorliegenden Daten für einen globalen Vergleich zu unvollständig. Ähnliches lässt sich beobachten, untersucht man die B(E1) Summenstärke in Abhängigkeit zur Asymmetrie zwischen Protonen und Neutronen. Auch hier ist eine steigende Tendenz zu erkennen, jedoch scheinen auch andere Effekte, diese Abhängigkeit zu beeinflussen.

Die Untersuchung der Fragmentierung in den verschiedenen Kernen deutet darauf hin, daß der Anteil von schwachen E1 Anregungen an der elektrischen Summenstärke durch Effekte in den Schalen beeinflusst wird. Dies wird insbesondere deutlich, vergleicht man die Fragmentierung in den Kernen der N=82 Massenregion.

Ausblickend lässt sich feststellen, daß eine vollständige Charakterisierung der B(E1) Stärke unterhalb der Dipol Riesenresonanz zur Untersuchung der Eigenschaften der Pygmy Dipolresonanz für Kerne aus unterschiedlichen Massenregionen notwendig ist. Da die experimentellen Voraussetzungen jedoch zum Teil sehr unterschiedlich sind, ist es erforderlich, neue Methoden zu finden, um eine konsistente Bestimmung der elektrischen Dipolstärke bis hin zur Dipol Riesenresonanz zu ermöglichen. Erst so lassen sich die grundlegenden Eigenschaften der Pygmy Dipolresonanz untersuchen.

Eine Möglichkeit die experimentelle Sensitivität von KRF Experimenten zu steigern, bietet die Simulation von Untergrundeffekten im experimentellen Aufbau. Kennt man den Anteil des Untergrundes, der durch atomare Streuung von Photonen am Target und der Umgebung des Aufbaus entsteht, so lässt sich dieser aus den gemessenen Spektren eliminieren und somit eine höhere Experimentelle Sensitivität erzielen. Diese Methode erfordert jedoch hohe Rechenzeiten und gute Kenntnis der physikalischen Effekte, um diese in den Simulationen zu berücksichtigen.

A Anhang

A.1 Auswertung der Rohspektren

Die nun folgenden Tabellen und Abbildungen zeigen die Ergebnisse der ausgewerteten Rohspektren. In Tabelle 6 sind alle Peaks, sowie deren Flächeninhalte und gegebenenfalls integrierte Wirkungsquerschnitte, oder Identifikation angegeben. Ausserdem wurde gesondert darauf hingewiesen, wenn ein Peak von einer Kontamination eines Single Escape Peaks betroffen wurde, oder der Integrierte Wirkungsquerschnitt aus den an HI γ S aufgenommenen Daten bestimmt wurde. Jeder in dieser Tabelle genannte Peak kann in den Abbildungen A.1 bis A.13 gefunden werden. Hier wurden Single Escape Peaks, sowie (n, γ) Linien markiert. Alle nicht beschrifteten Linien werden hingegen Anregungen des Kerns ^{60}Ni zugeordnet.

Tabelle 7 stellt die Ergebnisse der Messungen mit monoenergetischen, polarisierten Photonen dar. Die Spektren, auf die sich diese Tabelle bezieht, sind in Abbildung 4.6-4.14 dargestellt. Tabelle 7 stellt Photonenenergie, Levelenergie, Ereignisse in und senkrecht zur Polarisationssebene des einfallenden Strahls, die Parität, soweit möglich den bestimmten Photonenfluss, sowie Bemerkungen dar.

Tab. 6: Auswertung des Bremsstrahlungsspektrum mit Endpunktsenergie von 9 MeV

Energie [keV]	A(130°)	A(90°)	$N_\gamma \cdot \epsilon(130^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$N_\gamma \cdot \epsilon(90^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	I [keV fm ²]	W	Bemerkung
10205	52(8)	22(6)	0.8(23)	0.9(19)	1.74(16)	0.33(13)	Zustand ausserhalb der Endpunktsenergie
9896					2.7(13)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
9873					1.68(78)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
9833					0.79(76)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
9809					0.71(34)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
9776					0.32(31)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
9768					0.10(5)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
9753					0.27(25)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
9728	23(6)	18(10)	1.5(46)	1.9(38)	0.49(17)	0.62(34)	
9705	26(10)	21(13)	1.6(47)	2.0(39)	0.55(25)	0.65(45)	
9665	607(63)	576(68)	1.6(49)	2.1(41)	13.5(16)	0.76(12)	
9605	73(12)	69(14)	1.7(52)	2.2(43)	1.53(29)	0.75(20)	
9591	70(11)	70(14)	1.8(53)	2.2(44)	1.49(30)	0.80(20)	
9510	64(13)	61(17)	1.9(57)	2.4(47)	1.24(31)	0.76(26)	
9472	76(21)	63(13)	2.0(58)	2.4(49)	1.32(30)	0.67(25)	
9459	168(22)	140(13)	2.0(59)	2.5(49)	2.89(31)	0.67(12)	

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Energie [keV]	A(130°)	A(90°)	$N_\gamma \cdot \epsilon(130^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$N_\gamma \cdot \epsilon(90^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	I [keV fm ²]	W	Bemerkung
9413	82(54)	41(14)	2.0(61)	2.6(51)	1.08(35)	0.40(53)	
9400	80(20)	60(5)	2.1(62)	2.6(52)	1.25(19)	0.60(20)	
9401	55(20)	42(10)	2.1(62)	2.6(52)	0.87(23)	0.61(31)	
9389	56(13)	33(17)	2.1(62)	2.6(52)	0.78(18)	0.47(23)	
9359	44(13)	30(22)	2.1(64)	2.7(53)	0.64(23)	0.55(36)	
9317	251(20)	195(16)	2.2(66)	2.7(55)	3.74(26)	0.62(8)	
9307	323(80)	258(66)	2.2(66)	2.8(55)	4.9(11)	0.64(24)	
9283	79(12)	55(14)	2.3(68)	2.8(56)	1.09(17)	0.56(16)	
9277	194(24)	130(50)	2.3(68)	2.8(57)	2.62(46)	0.54(17)	
9265	68(19)	55(14)	2.3(68)	2.9(57)	1.00(24)	0.65(26)	
9173				0.2(11)	0.24(11)		Wirkungsquerschnitt aus HfγS Messungen bestimmt
9156	79(20)	60(10)	2.5(74)	3.1(61)	1.04(19)	0.61(22)	
9138	170(22)	115(18)	2.5(75)	3.1(62)	2.10(23)	0.54(12)	
9116	42(19)	36(15)	2.5(76)	3.2(63)	0.57(24)	0.69(44)	
9096	800(22)	690(23)	2.6(77)	3.2(64)	10.82(32)	0.69(3)	
9075	195(22)	140(23)	2.6(78)	3.2(65)	2.38(26)	0.58(11)	
9012	157(30)	150(60)	2.7(81)	3.4(67)	2.13(66)	0.76(33)	
8927	600(50)	572(50)	2.8(85)	3.5(71)	7.73(70)	0.76(9)	
8917	2240(1134)	2627(300)	2.8(85)	3.6(71)	32.3(123)		¹¹ B
8893	226(28)	200(38)	2.9(86)	3.6(72)	2.74(42)	0.71(15)	
8875	100(50)	98(36)	2.9(87)	3.6(73)	1.27(60)	0.78(49)	
8849	225(50)	196(22)	3.0(89)	3.7(74)	2.64(44)	0.70(19)	
8802	108(40)	92(33)	3.0(91)	3.8(76)	1.22(43)		Single Escape kontaminiert aus 9317

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Energie [keV]	A(130°)	A(90°)	$N_\gamma \cdot \epsilon(130^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$N_\gamma \cdot \epsilon(90^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	I [keV fm ²]	W	Bemerkung
8783	266(40)	220(40)	3.1(92)	3.8(77)	2.93(45)	0.66(16)	
8776	294(60)	257(40)	3.1(92)	3.8(77)	3.32(59)	0.70(19)	
8762	266(32)	234(60)	3.1(93)	3.9(77)	3.00(54)	0.70(19)	
8749	214(32)	174(50)	3.1(94)	3.9(78)	2.30(44)	0.65(19)	
8741	64(24)	40(20)	3.1(94)	3.9(78)	0.60(18)	0.50(34)	
8691	131(30)	117(29)	3.2(97)	4.0(80)	1.43(34)	0.72(24)	
8658	231(30)	161(30)	3.3(98)	4.1(82)	2.20(27)	0.56(13)	
8658	360(45)	251(40)	3.3(98)	4.1(82)	3.42(38)	0.56(12)	
8630	203(45)	196(30)	3.3(10)	4.2(83)	2.24(45)		Single Escape kontaminiert Wirkungsquerschnitt aus H γ S Messungen
8630	97(23)	80(20)	3.3(10)	4.2(83)	0.99(22)		Single Escape kontaminiert Wirkungsquerschnitt aus H γ S Messungen
8582	396(41)	362(37)	3.4(10)	4.3(85)	4.15(44)		Single Escape kontaminiert Wirkungsquerschnitt aus H γ S Messungen
8582	100(10)	70(10)	3.4(10)	4.3(85)	0.92(9)		Single Escape kontaminiert Wirkungsquerschnitt aus H γ S Messungen
8518	503(40)	671(46)	3.5(11)	4.4(88)	6.35(68)		
8467	147(30)	110(27)	3.6(18)	4.5(90)	1.31(25)		
8454	282(50)	263(23)	3.6(11)	4.5(90)	2.80(39)		
8448	133(36)	142(27)	3.6(11)	4.5(91)	1.42(39)		
8418							Single Escape aus 8917/8926

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Energie [keV]	A(130°)	A(90°)	$N_\gamma \cdot \epsilon(130^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$N_\gamma \cdot \epsilon(90^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	I [keV fm ²]	W	Bemerkung
8406			0.8(39)	0.8(39)	0.82(39)		Single Escape kontaminiert Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen
8357	310(48)	260(40)	3.8(11)	4.7(95)	2.79(40)	0.67(15)	
8332	270(54)	172(76)	3.8(11)	4.8(96)	2.10(45)	0.51(21)	
8297	291(40)	241(33)	3.9(12)	4.9(97)	2.53(32)	0.66(13)	
8271							Single Escape aus 8783
8264	1530(56)	1385(56)	3.9(12)	4.9(99)	13.71(53)		
8215				0.8(39)	0.82(39)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
8193	641(50)	656(34)	4.1(12)	5.1(10)	5.95(44)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
8191	393(20)	402(30)	4.1(12)	5.1(10)	3.64(26)		Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen bestimmt
8147							Single Escape aus 8658
8128	1467(47)	1409(47)	4.2(13)	5.2(11)	12.78(45)	0.77(4)	
8114	316(32)	251(34)	4.2(13)	5.3(11)	2.48(26)	0.63(11)	
8088	1975(132)	2092(155)	4.3(13)	5.3(11)	17.9(15)	0.85(9)	
8045	184(49)	157(44)	4.4(13)	5.4(11)	1.45(38)	0.68(27)	
8007							Single Escape aus 8518
7954	925(53)	743(55)	4.5(14)	5.7(11)	6.81(40)	0.64(6)	
7940	55(12)	38(10)	4.5(14)	5.7(11)	0.37(7)		Single Escape kontaminiert Wirkungsquerschnitt aus HIγS Messungen
7928	187(50)	160(60)	4.6(14)	5.7(11)	1.41(43)	0.68(31)	
7882	230(50)	210(50)	4.7(14)	5.8(12)	1.76(41)	0.73(24)	
							Fortsetzung auf der nächsten Seite.

Energie [keV]	A(130°)	A(90°)	$N_\gamma \cdot \epsilon(130^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$N_\gamma \cdot \epsilon(90^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	I [keV fm ²]	W	Bemerkung
7854	270(50)	260(40)	4.7(14)	5.9(12)	2.10(38)	0.77(19)	
7844	62(11)	54(9)	4.7(14)	5.9(12)	0.45(8)		Single Escape kontaminiert Wirkungsquerschnitt aus H γ S Messungen
7763	742(52)	784(51)	4.9(15)	6.1(12)	5.84(46)	0.85(8)	
7749	673(30)	647(23)	4.9(15)	6.2(12)	5.00(21)		Single Escape kontaminiert Wirkungsquerschnitt aus H γ S Messungen
7692	4093(82)	4357(84)	5.0(15)	6.3(13)	31.44(73)	0.85(2)	
7678	560(69)	520(69)	5.1(15)	6.3(13)			Single Escape aus 8190
7658	1700(69)	1650(83)	5.1(15)	6.4(13)	12.23(60)	0.78(5)	
7649	3647(110)	3935(105)	5.1(15)	6.4(13)	27.74(94)	0.86(3)	
7633	358(48)	300(54)	5.2(16)	6.5(13)	2.36(34)	0.67(15)	⁵⁶ Fe(n, γ) [47]
7616	352(48)	209(55)	5.2(16)	6.5(13)			Single Escape aus 8128
7575	1011(55)	900(55)	5.3(16)	6.6(13)			Single Escape aus 8088
7560	330(49)	198(57)	5.3(16)	6.7(13)	1.80(25)		Wirkungsquerschnitt aus H γ S Messungen bestimmt
7560	172(26)	120(27)	5.3(16)	6.7(13)	1.01(14)		Wirkungsquerschnitt aus H γ S Messungen bestimmt
7475	618(56)	435(52)	5.5(17)	6.9(14)	3.51(29)	0.56(9)	
7459	421(53)	465(53)	5.5(17)	6.9(14)	3.01(44)	0.88(15)	
7442	524(55)	500(50)	5.6(17)	7.0(14)			Single Escape aus 7953
7417	1349(67)	1043(59)	5.6(17)	7.0(14)	7.83(36)	0.62(5)	⁷⁰ Ge(n, γ) [47]
7369	528(59)	601(55)	5.7(17)	7.2(14)	3.70(47)	0.91(13)	²⁰⁷ Pb(n, γ) [47]
7319	52(16)	30(20)	0.8(25)	1.8(54)	0.08(4)	0.27(18)	Aus Bremsstrahlungsexperiment mit 8 MeV bestimmt
Fortsetzung auf der nächsten Seite.							

Energie [keV]	A(130°)	A(90°)	$N_\gamma \cdot \epsilon(130^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$N_\gamma \cdot \epsilon(90^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	I [keV fm ²]	W	Bemerkung
6670	220(75)	200(59)	7.6(23)	9.5(19)			Double Escape aus 7692
6624	320(84)	300(66)	7.7(23)	9.6(19)			Double Escape aus 7648
6589	999(60)	870(58)	7.8(24)	9.8(20)	4.43(27)	0.70(6)	
6529	148(47)	225(47)	8.1(24)	10(20)			Single Escape aus 7040
6515	923(60)	830(57)	8.1(24)	10.1(20)	4.04(27)	0.72(7)	
6505	214(41)	200(120)	2.2(66)	4.2(13)	1.84(36)	0.49(29)	⁷⁴ Ge(n, γ) [47]
6467	703(54)	520(51)	8.2(25)	10.3(21)	2.74(20)	0.59(7)	
6415	585(54)	692(54)	8.4(25)	10.5(21)	2.87(32)	0.95(11)	
6400	261(49)	200(50)	8.4(25)	10.5(21)			Single Escape aus 6914
6384	667(90)	536(52)	8.5(26)	10.6(21)	2.62(28)	0.64(12)	
6359	246(51)	200(48)	8.6(26)	10.7(21)	0.96(19)	0.65(21)	
6294	328(114)	283(54)	8.8(26)	11(22)	1.29(34)	0.69(30)	
6181	1642(68)	1545(65)	9.2(28)	11.5(23)	6.43(28)	0.76(4)	
6136	277(51)	318(50)	9.4(28)	11.7(24)	1.19(26)	0.92(22)	
6116	283(52)	275(50)	9.5(28)	11.8(24)	1.10(22)	0.78(20)	⁷⁰ Ge(n, γ) [47]
6103	1227(65)	1647(69)	9.5(29)	11.9(24)	5.73(39)	1.07(7)	
6075	291(71)	189(50)	9.6(30)	12(24)			Single Escape aus 6588
6005	200(63)	123(50)	9.9(30)	12.4(25)			Single Escape aus 6515
5978	150(77)	130(70)	10(301)	12.5(25)	0.52(26)	0.69(52)	
5966	119(90)	110(67)	10.1(303)	12.6(25)	0.42(30)	0.74(74)	
5956	131(70)	140(65)	10.1(304)	12.7(25)			Single Escape aus 6467
5937	244(79)	200(80)	10.2(306)	12.8(26)	0.80(27)	0.65(34)	
5914	166(77)	150(70)	10.3(309)	12.9(26)	0.57(27)	0.72(48)	
5903			10.4(311)	12.9(26)			Single Escape aus 6415
5886	182(70)	171(51)	10.4(313)	13(26)	0.63(23)	0.75(37)	
Fortsetzung auf der nächsten Seite.							

Energie [keV]	A(130°)	A(90°)	$N_\gamma \cdot \epsilon(130^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$N_\gamma \cdot \epsilon(90^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	I [keV fm ²]	W	Bemerkung
5193	200(77)	161(84)	14(424)	18(35)	0.47(19)	0.64(41)	
5133	225(79)	280(107)	15(44)	18(36)	0.66(33)	0.99(55)	Aus [57] Zerfall: $5133 \rightarrow 2_1^+$
5066	2576(100)	2573(92)	15(450)	19(38)	6.42(27)	0.80(4)	^{11}B
5019	13512(380)	13929(146)	15.3(460)	19.1(383)			
4902	382(116)	350(183)	16.2(486)	20.2(405)	0.84(35)	0.73(43)	
4848	950(133)	1306(98)	16.6(498)	20.8(415)	2.58(40)	1.10(16)	Aus [57] Zerfall: $4848 \rightarrow 2_1^+$
4555	821(112)	904(102)	19.1(574)	23.9(478)			Single Escape aus 5066
4508	1669(130)	2548(124)	19.6(587)	24.5(490)			Single Escape aus 5019
4444	13484(183)	22240(203)	20.2(606)	25.3(505)	33.94(65)		^{11}B
4021	1486(154)	1578(137)	25.1(753)	31.4(628)	2.29(26)	0.85(11)	Aus [57]
4008	823(146)	1892(140)	25.3(759)	31.6(632)	2.09(54)	1.84(34)	Aus [57]
3933	1950(173)	2912(162)	26.3(789)	32.9(658)			Single Escape aus 4444
3908	1346(169)	1460(152)	26.7(800)	33.3(667)	1.98(27)	0.87(14)	
3796	491(81)	436(80)	18.4(552)	27.5(825)	0.52(9)	0.59(15)	Aus Bremsstrahlungsexperiment mit 8 MeV bestimmt
3769	241(78)	162(75)	18.8(564)	28.1(843)	0.28(11)	0.45(26)	Aus Bremsstrahlungsexperiment mit 8 MeV bestimmt
3734	947(178)	750(145)	29.3(880)	36.6(733)	1.07(18)		
3715	355(177)	353(136)	30(89)	37(740)	0.45(22)		
3692	689(182)	545(300)	30(900)	37.5(750)	0.76(26)		
3685	918(192)	632(300)	30.1(904)	38(753)	0.94(23)		^{13}C
3652	454(300)	400(400)	31(92)	38(767)	0.52(42)		
3522	154(72)	257(111)	22.2(666)	33.3(999)	0.11(5)	1.11(86)	Aus Bremsstrahlungsexperiment mit 8 MeV bestimmt
Fortsetzung auf der nächsten Seite.							

Energie [keV]	A(130°)	A(90°)	$N_\gamma \cdot \epsilon(130^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	$N_\gamma \cdot \epsilon(90^\circ)$ [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	I [keV fm ²]	W	Bemerkung
3510	472(90)	300(117)	22.4(672)	33.6(1008)	0.48(14)	0.42(16)	Aus Bremsstrahlungsexperiment mit 8 MeV bestimmt
3270	226(84)	515(120)	26.5(795)	39.9(1197)	0.19(6)	1,19(54)	Aus Bremsstrahlungsexperiment mit 8 MeV bestimmt Aus [57]: Zerfall: $3270 \rightarrow 2_1^+$
3245	331(90)	181(128)	26.9(807)	40.6(1218)	0.30(14)	0.36(23)	Aus Bremsstrahlungsexperiment mit 8 MeV bestimmt Aus [57]: Zerfall: $4579 \rightarrow 2_1^+$
3194	420(108)	300(300)	27.9(837)	42.1(1263)	0.33(9)	0.47(38)	Aus Bremsstrahlungsexperiment mit 8 MeV bestimmt Aus [57]: Zerfall: $3194 \rightarrow 2_1^+$
3157	700(230)	682(240)	41(122)	51(1020)	0.63(23)	0.78(37)	Aus [57]: Zerfall: $4493 \rightarrow 2_1^+$
3088	1961(468)	1412(283)	43(128)	53(11)	1.45(26)	0.58(21)	¹³ C
2973	1211(442)	870(430)	46(137)	57(11)	0.84(28)	0.57(36)	
2895	3770(436)	4488(341)	48(1440)	60(1200)	3.25(40)	0.95(13)	
2124	17373(221)	16815(203)	82(25)	102(2040)	7.83(10)		¹¹ B
1333	46179(1786)	62553(1212)	162(4860)	203(4060)	12.73(52)	1.08(4)	

Tab. 7: Auswertung deee HI γ S Spektren

E_{photon} [keV]	E_{level} [keV]	A_{\parallel}	A_{\perp}	Parität	N_{γ} [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	Bemerkung
6610	6589		270(40)	E1		
6610	6515	72(16)		M1		
6890	7040		60(17)	E1	59.3(168)	
6890	6976		34(16)	E1	64.5(303)	
6890	6960	22(84)		M1		
6890	6931		52(16)	E1	66.6(205)	
6890	6914	411(30)		M1	160.0(116)	
7650	7649	4,8(56)	214(15)	E1	30.2(24)	
7650	7658	120(11)	30(30)	M1	29.9(30)	
7650	7692	9(10)	308(18)	E1	38.1(25)	
7650	7744	17(5)	1(2)	M1	35.4(71)	
7650	7749		65(34)	E1	39.7(209)	
7650	7763	58(8)	1(2)	M1	29.1(45)	
7650	7854	10(3)	2(4)	M1	14.6(51)	
7650	1332	1077(71)	563(80)			2_1^+
7650	952	265(110)	198(140)			2_2^+
7650	826	340(111)	175(110)			0_1^+
8124	7882	25(9)	2(4)	M1	44.6(187)	
8124	7954	71(11)	2(32)	M1	34.7(57)	
8124	8045	23(8)	2(3)	M1	196.0(859)	
8124	8088	9,9(40)	890(31)	E1	146.0(110)	
8124	8114	110(12)	0(48)	M1	149.0(221)	
8124	8128	8,2(51)	747(28)	E1	179.0(88)	
8124	8191	221(17)		M1	180.0(166)	
8124	8193		362(19)	E1	181.0(170)	
8124	8215	42(20)	2(2)	M1	170.0(340)	
8124	8263	5(32)	569(24)	E1	130.0(73)	
8124	8297	6(39)	103(12)	E1	134.0(241)	
8124	1332	4710(322)	4350(450)			2_1^+
8124	952	1210(163)	1680(720)			2_2^+
8124	826	1300(190)	940(300)			0_1^+
8460	8128		67(18)	E1	16.0(43)	
8460	8190		71(40)	E1	57.9(328)	
8460	8193	40(13)		M1	20.0(67)	

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

E_{photon} [keV]	E_{level} [keV]	A_{\parallel}	A_{\perp}	Parität	N_{γ} [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	Bemerkung
8460	8263	21(21)	170(16)	E1	39.0(39)	
8460	8297	2(10)	83(13)	E1	108.0(224)	
8460	8357	99(16)	3(55)	M1	116.0(259)	
8460	8406	7(41)	96(11)	E1	153.0(305)	
8460	8448		54(25)	E1	194.0(1040)	
8460	8454	119(12)	33(75)	M1	201.0(410)	
8460	8467	2,3(49)	94(20)	E1	247.0(728)	
8460	8518	6,4(29)	404(21)	E1	170.0(161)	
8460	8582	33(20)	2(1)	M1	120.0(737)	
8460	8630	1(1)	25(15)	E1	84.5(542)	
8460	8658	42(80)	2(1)	M1	34.3(653)	
8460	8658	2(13)	55(82)	E1	44.9(670)	
8460	8691	8(5)		M1	17.7(118)	
8460	1332	4400(200)	4600(550)			2_1^+
8460	952	1000(250)	1122(230)			2_2^+
8460	826	1140(274)	940(250)			0_1^+
8760	8467	2(4)	19(9)	E1	49.9(257)	
8760	8518	7(20)	76(14)	E1	31.9(64)	
8760	8658	78(16)	10(12)	M1	127.0(309)	
8760	8658	59(10)	122(14)	E1	128.0(217)	
8760	8691	82(14)	10(49)	M1	181.0(517)	
8760	8741		31(15)	E1	195.0(1190)	
8760	8749	29(0)	150(12)	E1	216.0(366)	
8760	8762	20(5)	2(10)	M1	31.1(131)	
8760	8776	192(16)		M1	185.0(407)	
8760	8783		174(14)	E1	195.0(332)	
8760	8802	87(11)	2(50)	M1	230.0(898)	
8760	8849	122(13)	5(40)	M1	148.0(364)	
8760	8875	42(7)	4(48)	M1	100.0(528)	
8760	8893	90(11)	2(46)	M1	104.0(181)	
8760	8927	3(47)	294(18)	E1	117.0(121)	
8760	9075	11(4)		M1	16.3(62)	
8760	1332	7160(500)	6170(472)			2_1^+
8760	952	1310(260)	1330(285)			2_2^+
8760	826	1080(230)	1650(317)			0_1^+
9110	8927	12(12)	172(19)	E1	68.3(94)	
9110	9012	22(97)	103(12)	E1	148.0(332)	

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

E_{photon} [keV]	E_{level} [keV]	A_{\parallel}	A_{\perp}	Parität	N_{γ} [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	Bemerkung
9110	9075	137(13)	20(40)	M1	203.0(300)	
9110	9096		751(29)	E1	232.0(112)	
9110	9116	34(11)	2(23)	M1	265.0(1470)	
9110	9138	45(1000)	193(13)	E1	335.0(488)	
9110	9155	60(1000)	210(16)	E1	245.0(490)	
9110	9173	18(8)	1(2)	M1	245.0(491)	
9110	9264	12(4)	91(11)	E1	303.0(922)	
9110	9277	91(12)	12(10)	M1	290.0(589)	
9110	9283	2(1)	34(72)	E1	112.0(2370)	
9110	9307	226(16)	23(21)	M1	112.0(256)	
9110	9317	1(2)	116(12)	E1	211.0(457)	
9110	9359	1(2)	31(20)	E1	177.0(1250)	
9110	1332	9300(230)	8030(234)			2_1^+
9110	952	2450(290)	1723(275)			2_2^+
9110	826	1700(245)	1480(290)			0_1^+
9310	9075	26(10)	12(10)	M1	38.6(155)	
9310	9096	89(24)	252(32)	E1	26.1(71)	
9310	9116	27(12)	10(12)	M1	210.0(1330)	
9310	9138	2(34)	57(16)	E1	98.9(306)	
9310	9155	2(10)	56(14)	E1	184.0(655)	
9310	9264	16(22)	67(12)	E1	223.0(740)	
9310	9277	134(13)	58(99)	M1	259.0(407)	
9310	9283	2(3)	71(12)	E1	233.0(530)	
9310	9307	333(19)		M1	229.0(583)	
9310	9317		251(19)	E1	227.0(249)	
9310	9359	11(45)	53(10)	E1	302.0(1060)	
9310	9389	10(8)	43(20)	E1	312.0(1620)	
9310	9400	62(20)	11(45)	M1	244.0(1190)	
9310	9401	25(78)	95(11)	E1	262.0(723)	
9310	9413	6(45)	83(10)	E1	332.0(2220)	
9310	9459	100(14)	25(65)	M1	113.0(217)	
9310	9472	12(71)	57(11)	E1	141.0(477)	
9310	9510	2(4)	30(15)	E1	74.5(402)	
9310	1332	9390(230)	8651(170)			2_1^+
9310	952	1292(260)	1220(170)			2_2^+
9310	826	2380(272)	2166(210)			0_1^+
9663	9459	19(10)		M1	21.5(116)	

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

E_{photon} [keV]	E_{level} [keV]	A_{\parallel}	A_{\perp}	Parität	N_{γ} [$10^{23} \text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2}$]	Bemerkung
9663	9591	3(59)	109(14)	E1	220.0(446)	
9663	9605	16(69)	93(13)	E1	188.0(405)	
9663	9663	47(94)	1424(380)	E1	325.0(931)	
9663	9706		112(12)	E1	673.0(2690)	
9663	9729		75(10)	E1	513.0(1500)	
9663	9753		33(30)	E1	405.0(810)	
9663	9768		10(5)	E1	348.0(697)	
9663	9776		31(30)	E1	318.0(637)	
9663	9809		42(20)	E1	198.0(395)	
9663	9833	31(30)		M1	131.0(262)	
9663	9873		25(25)	E1	49.6(99)	
9663	9896		20(10)	E1	24.9(50)	
9663	8330		124(37)			Zerfall 9663 \rightarrow 2_1^+
9663	1332	9334(222)	8825(500)			2_1^+
9663	952	1440(223)	1591(260)			2_2^+
9663	826	2490(190)	2175(300)			0_1^+

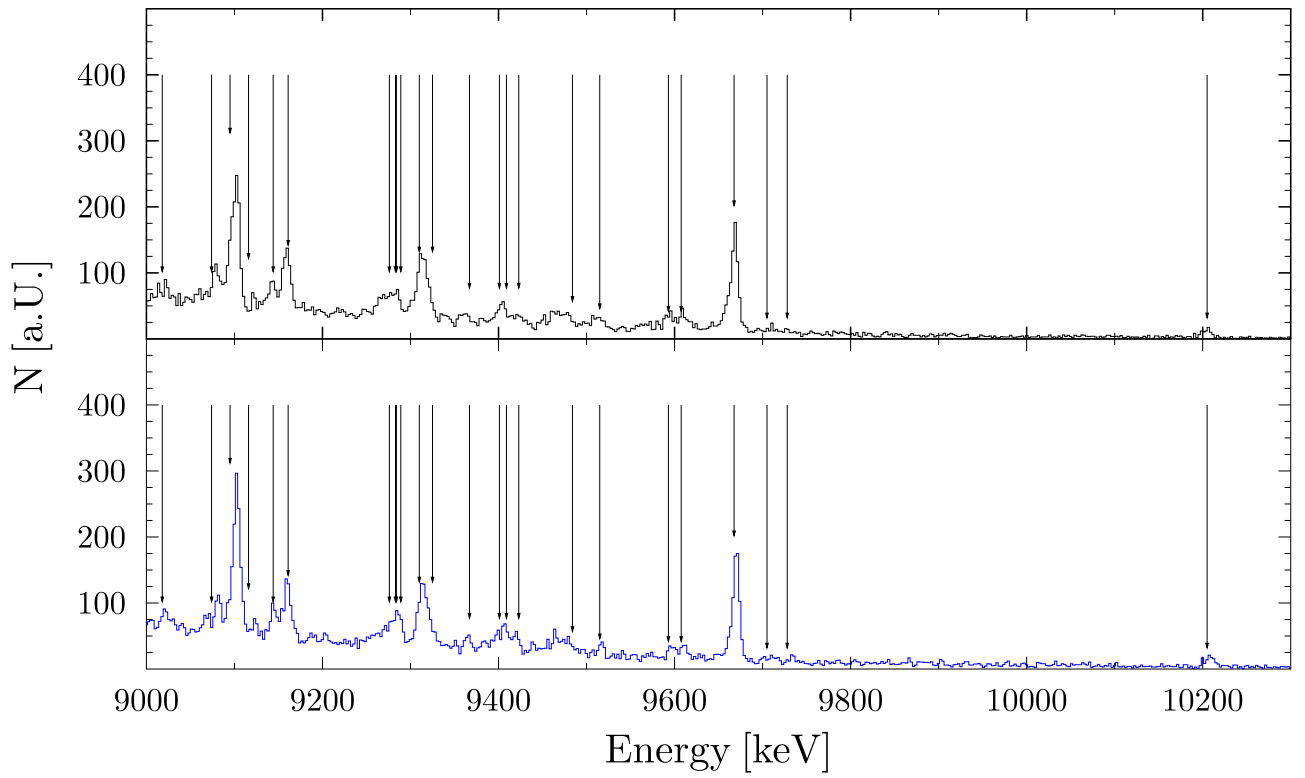


Fig. 53: ^{60}Ni Spektrum zwischen 9 und 10 MeV

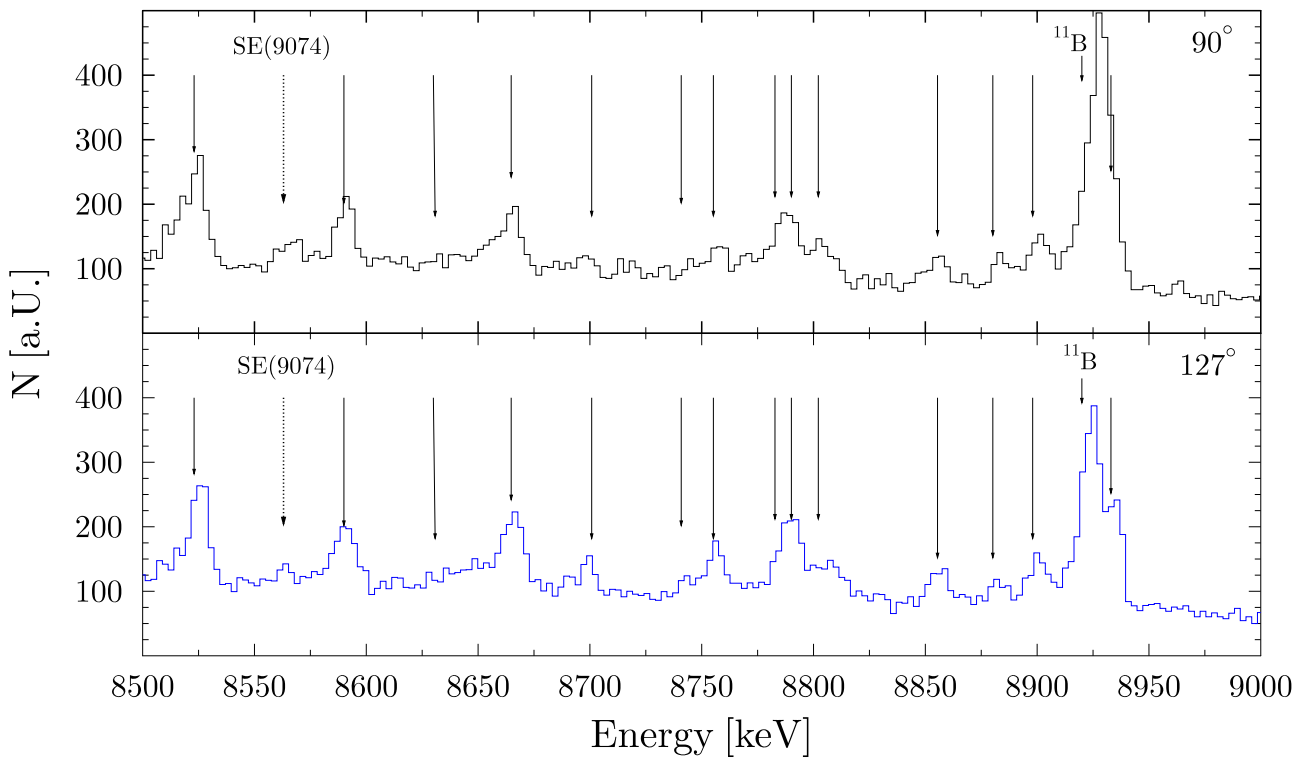


Fig. 54: ^{60}Ni Spektrum zwischen 8.5 und 9 MeV

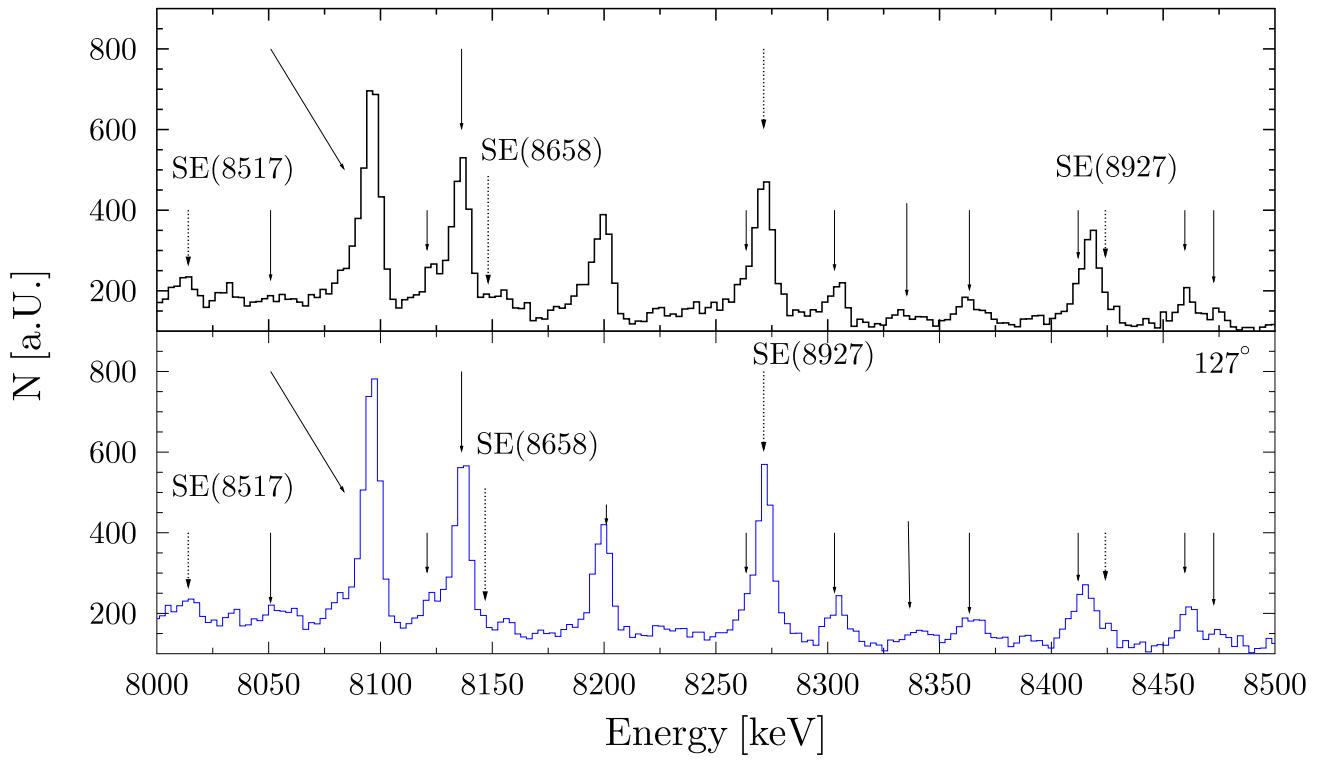


Fig. 55: ^{60}Ni Spektrum zwischen 8 und 8.5 MeV

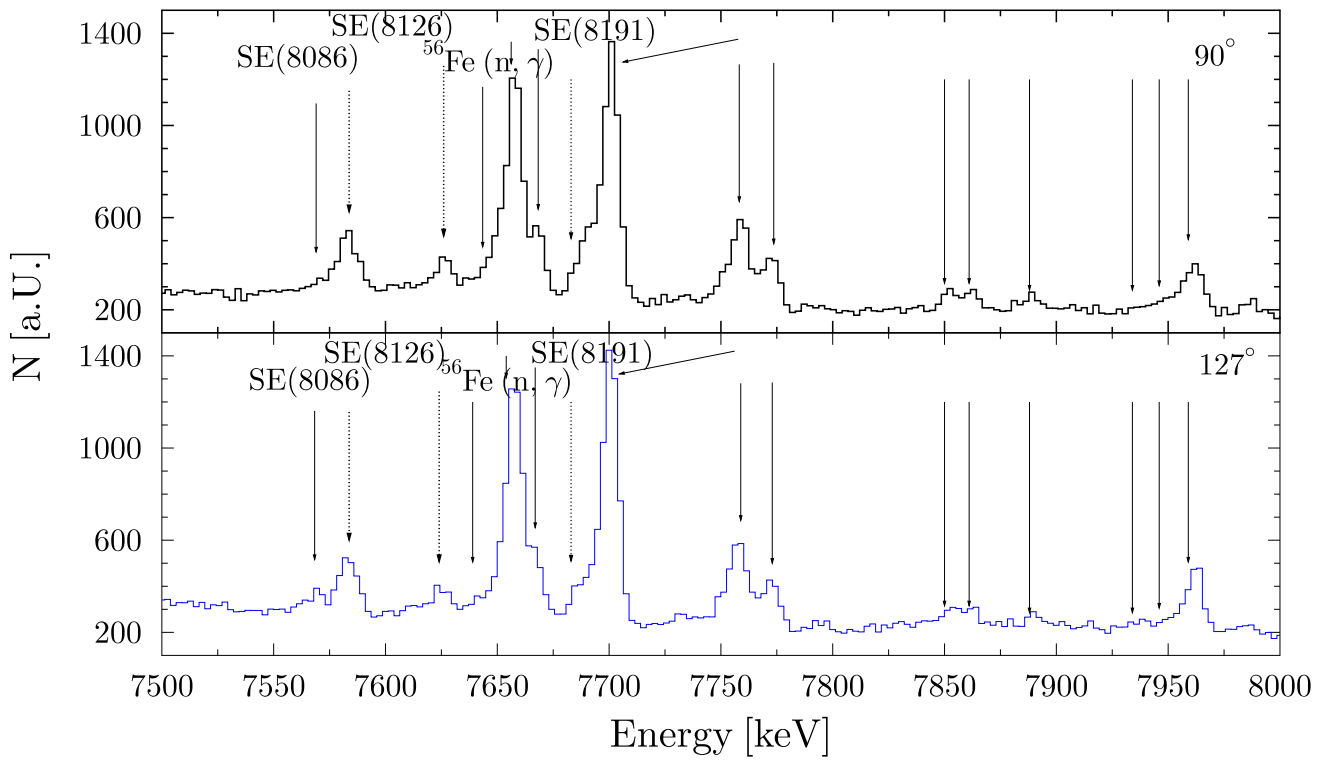


Fig. 56: ^{60}Ni Spektrum zwischen 7.5 und 8 MeV

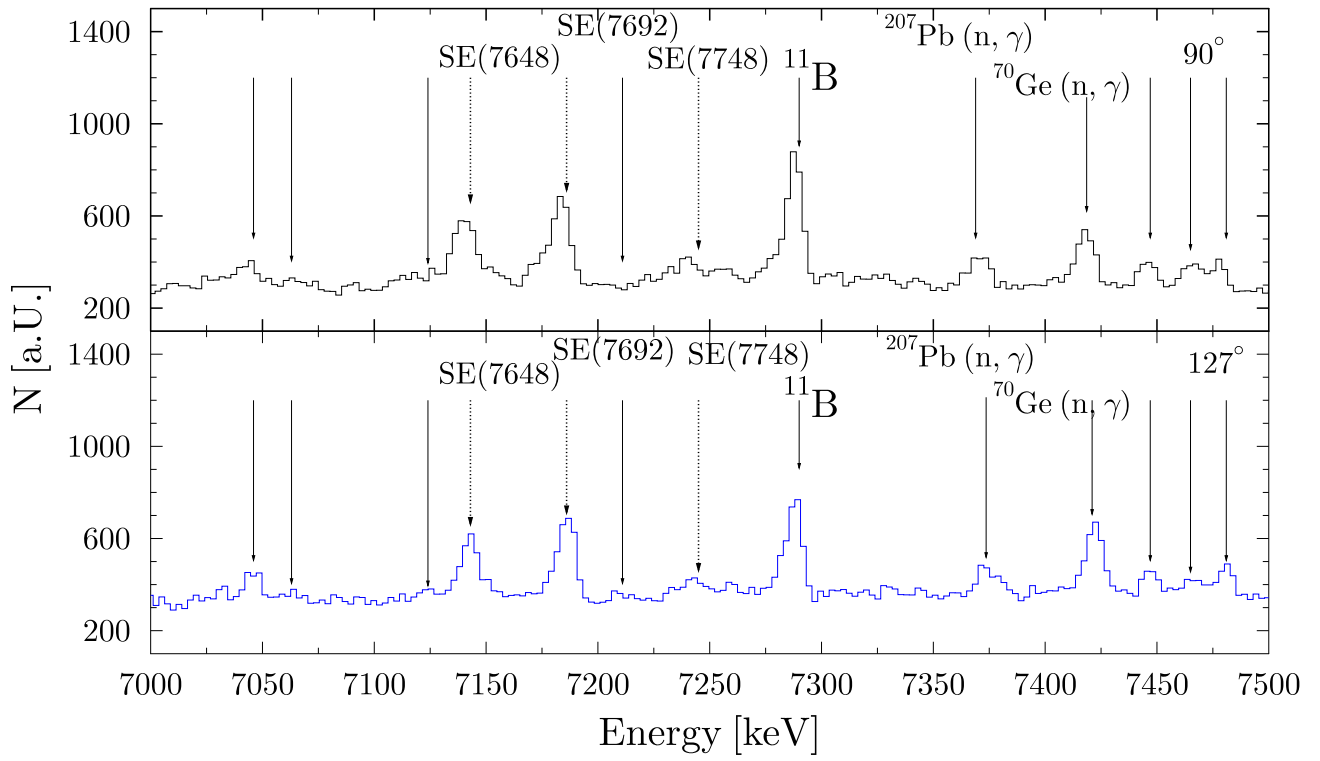


Fig. 57: ^{60}Ni Spektrum zwischen 7 und 7.5 MeV

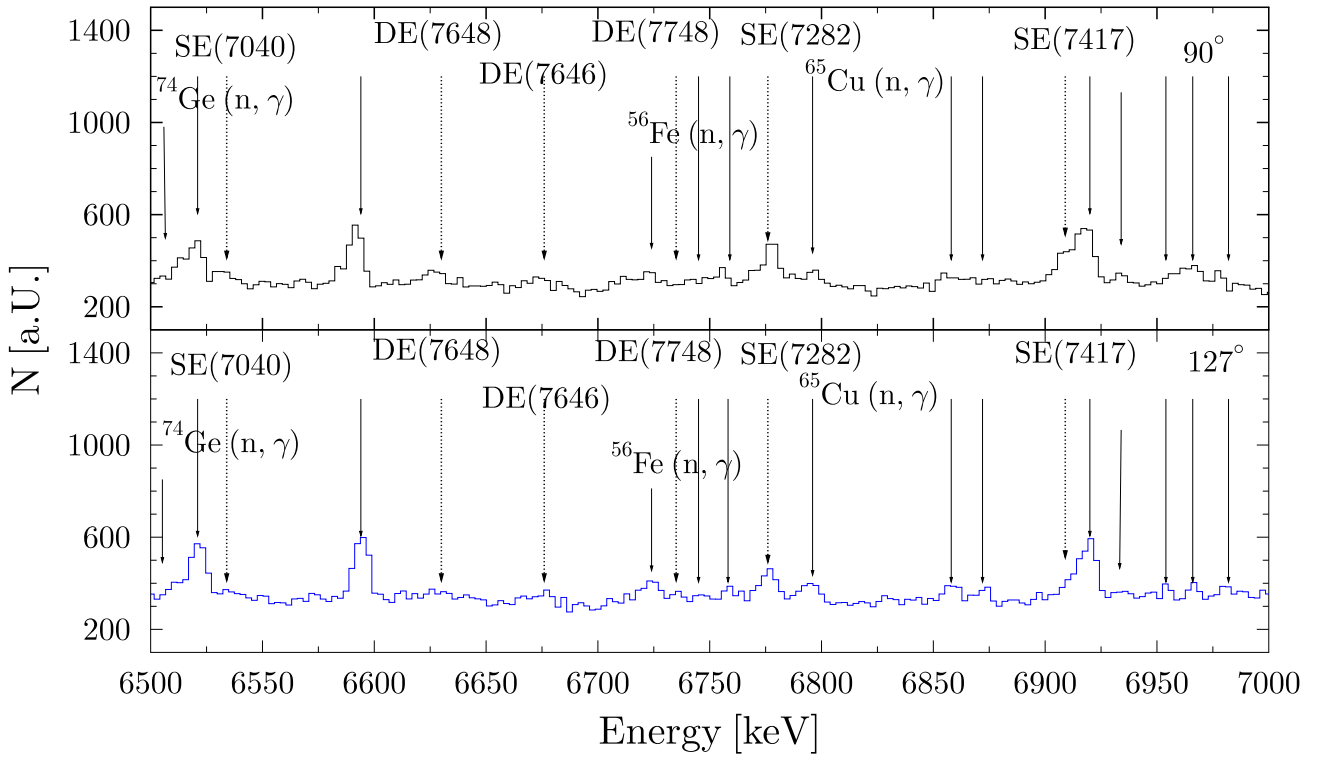


Fig. 58: ^{60}Ni Spektrum zwischen 6.5 und 7 MeV

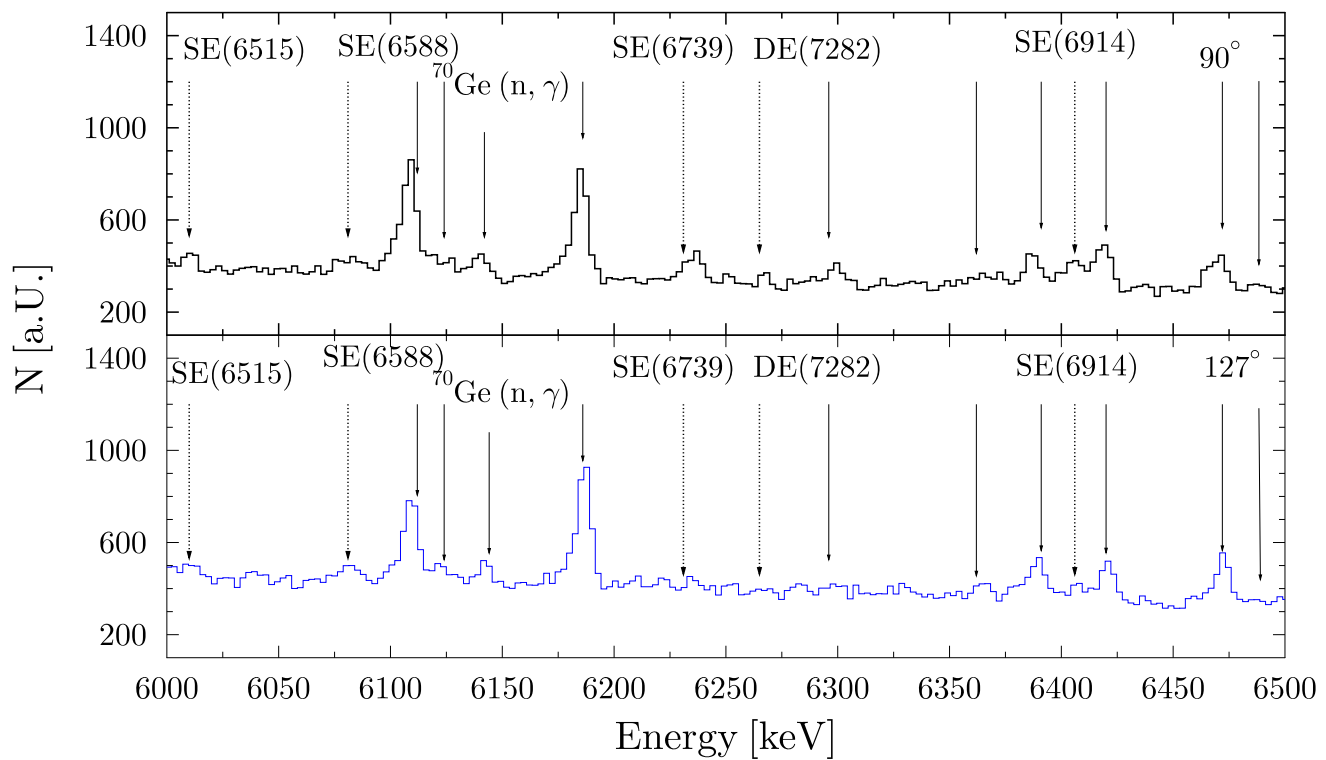


Fig. 59: ^{60}Ni Spektrum zwischen 6 und 6.5 MeV

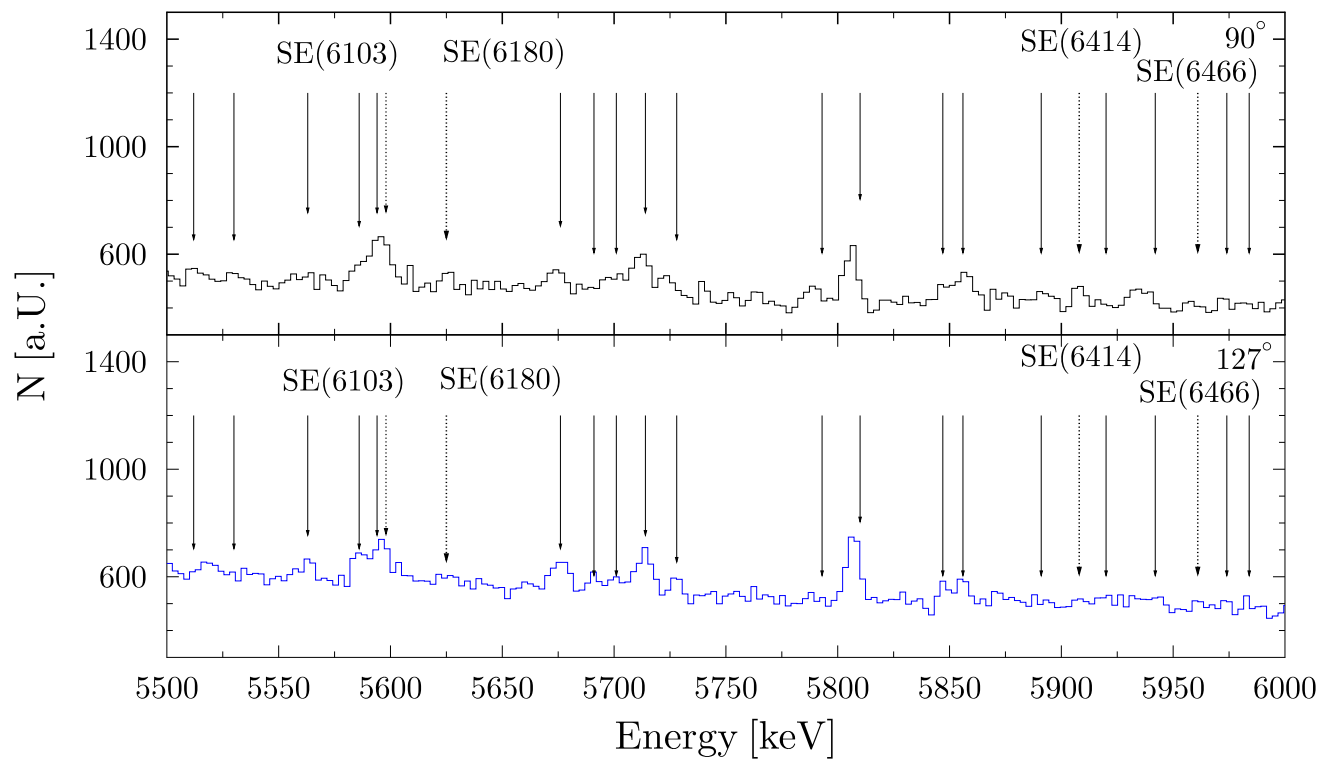


Fig. 60: ^{60}Ni Spektrum zwischen 5.5 und 6 MeV

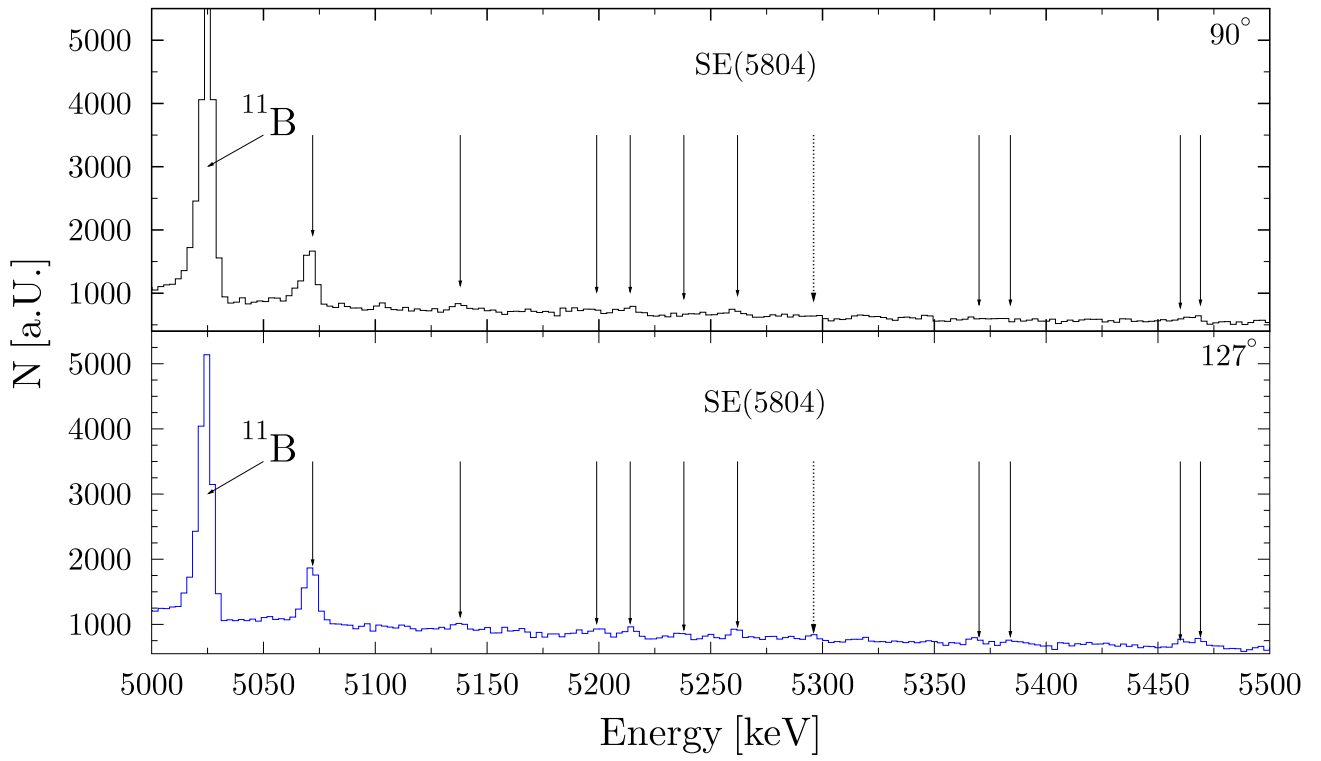


Fig. 61: ^{60}Ni Spektrum zwischen 5 und 5.5 MeV

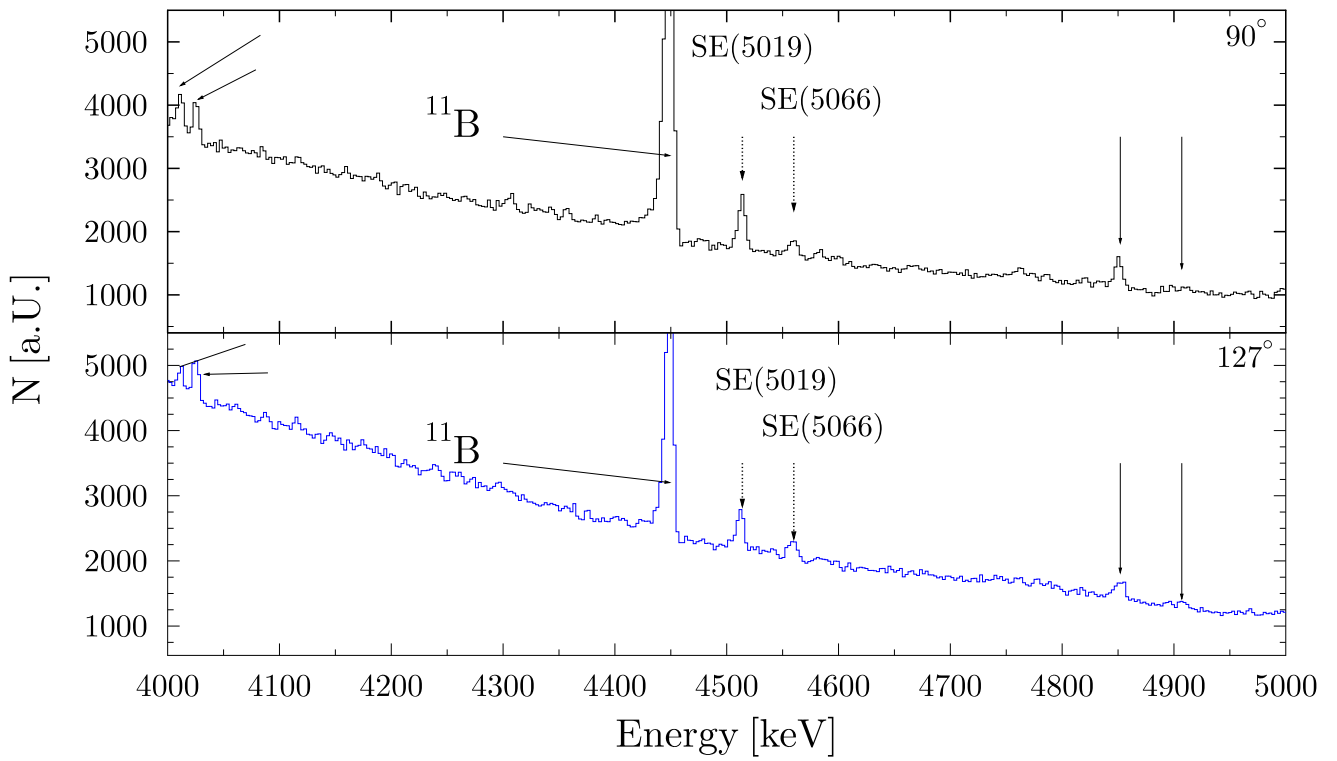


Fig. 62: ^{60}Ni Spektrum zwischen 4 und 5 MeV

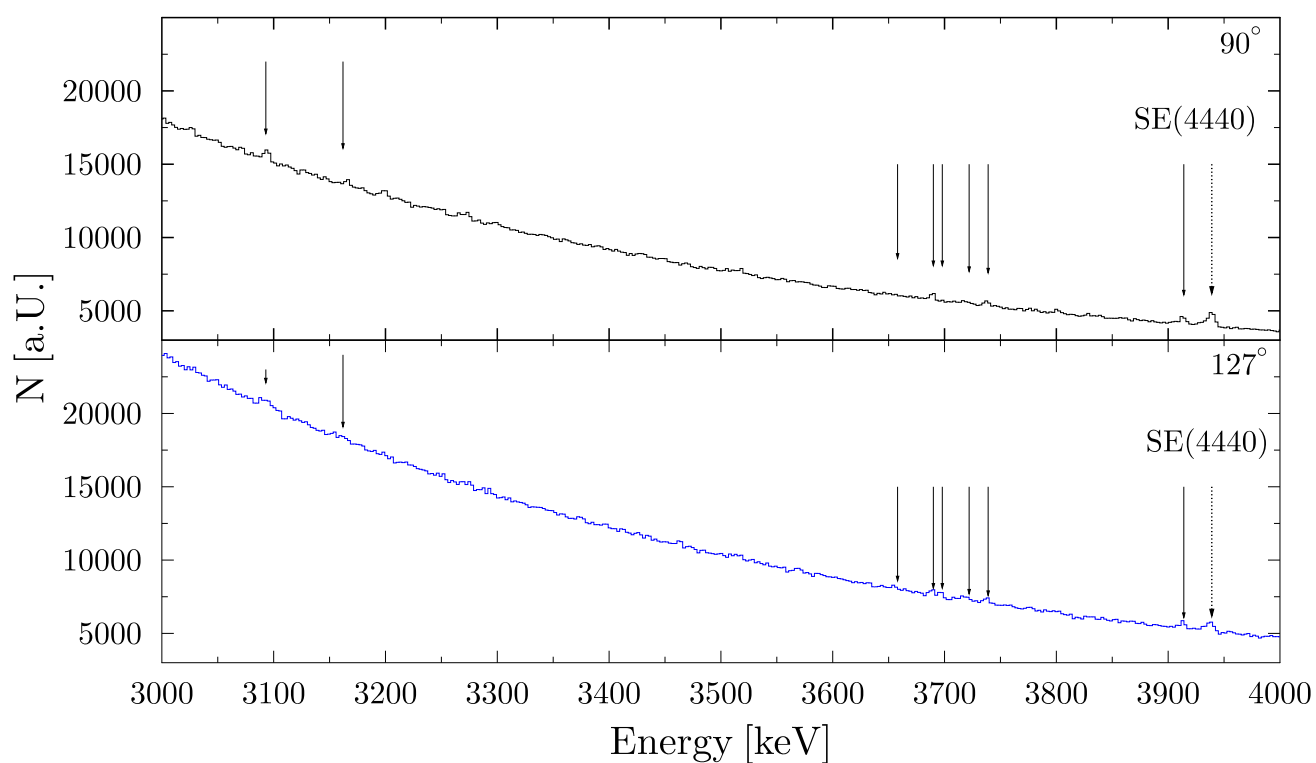


Fig. 63: ^{60}Ni Spektrum zwischen 3 und 4 MeV

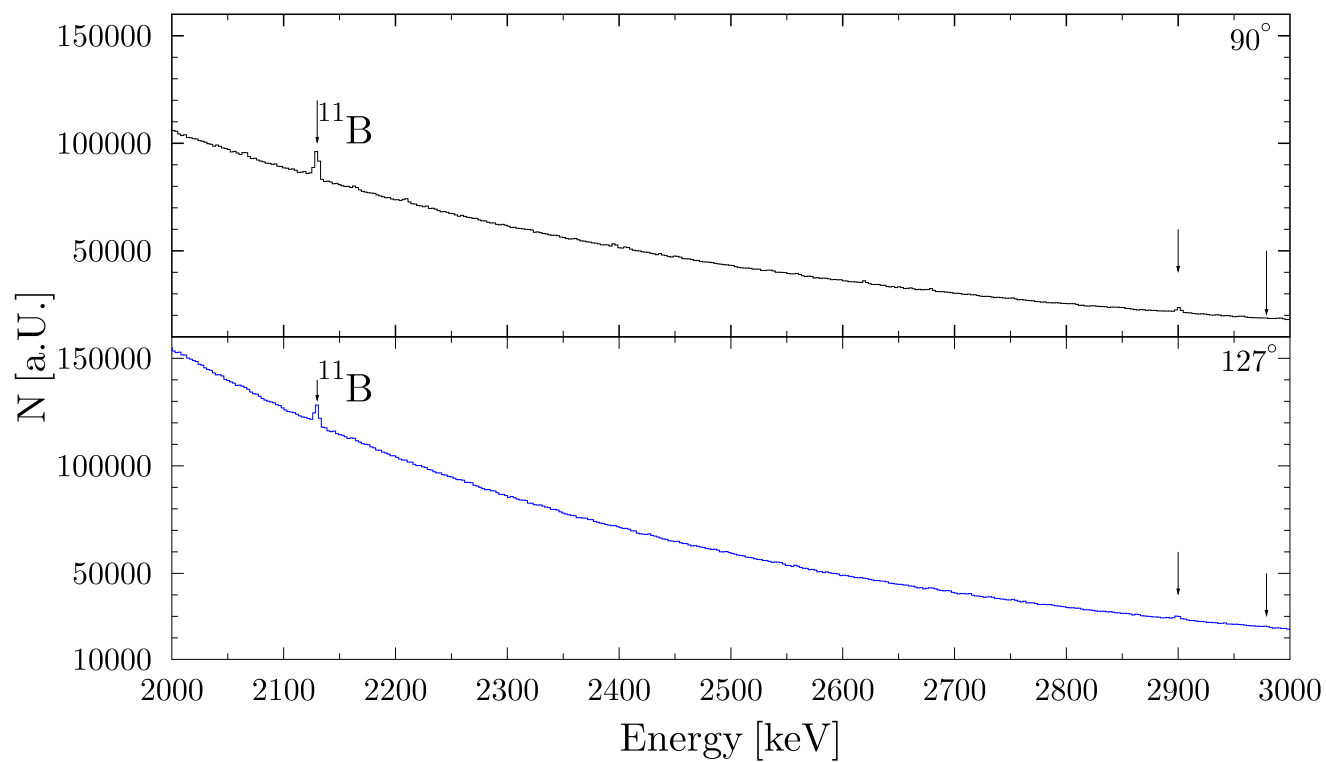


Fig. 64: ^{60}Ni Spektrum zwischen 2 und 3 MeV

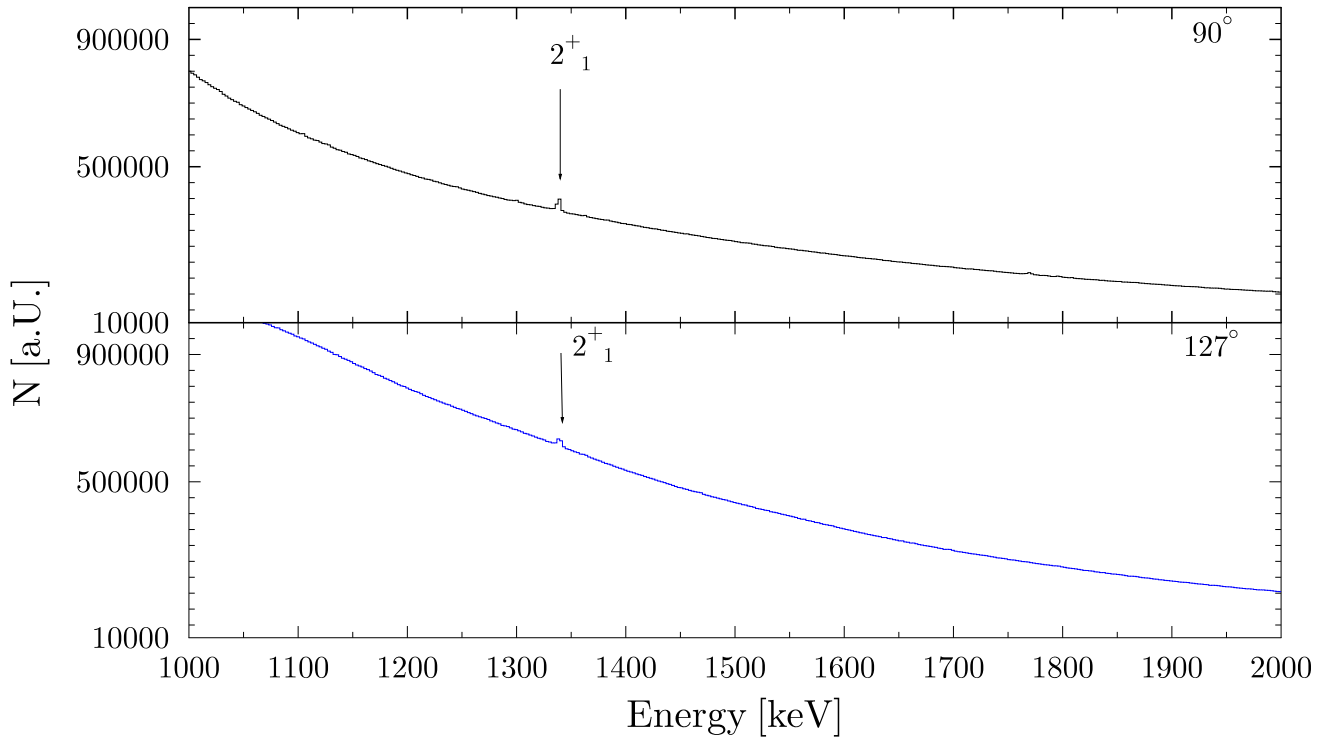


Fig. 65: ^{60}Ni Spektrum zwischen 1 und 2 MeV

A.2 Bestimmung von Zerfällen in angeregte Zwischenzustände

Im Folgenden sind die Bremsstrahlungsspektren aufgenommen mit Photonenendpunktenergien von 8 und 9.9 MeV dargestellt. Identifizierte inelastische Zerfälle sind gesondert (fett) markiert, sowie der entsprechende Zerfall angegeben. Die Entsprechenden Zerfallsbreiten wurden mittels des Verhältnisses der Effizienzen bei beiden Energien, sowie den Peak-Flächeninhalten bestimmt nach.

$$I_{inelastisch} = \frac{A_{i \rightarrow \gamma}}{A_{i \rightarrow 0}} \cdot \frac{\epsilon(E_i)}{\epsilon(E_\gamma)} \cdot I_{i \rightarrow 0} \quad (56)$$

Die Effizienz der Detektoren wurden mit Hilfe von GEANT4 simuliert. Abbildung 66 zeigt die Effizienz aufgetragen über die Energie eines Detektors.

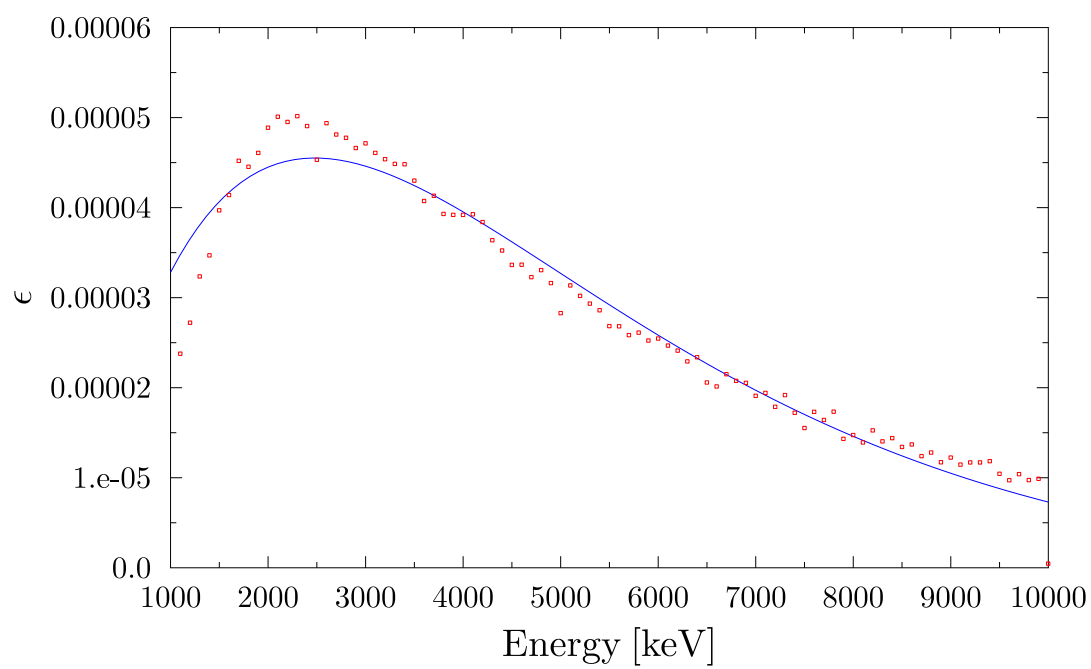


Fig. 66: Detektoreffizienz simuliert mit GEANT4. Der Verlauf der Effizienz wurde mit einer Exponentialfunktion gefittet.

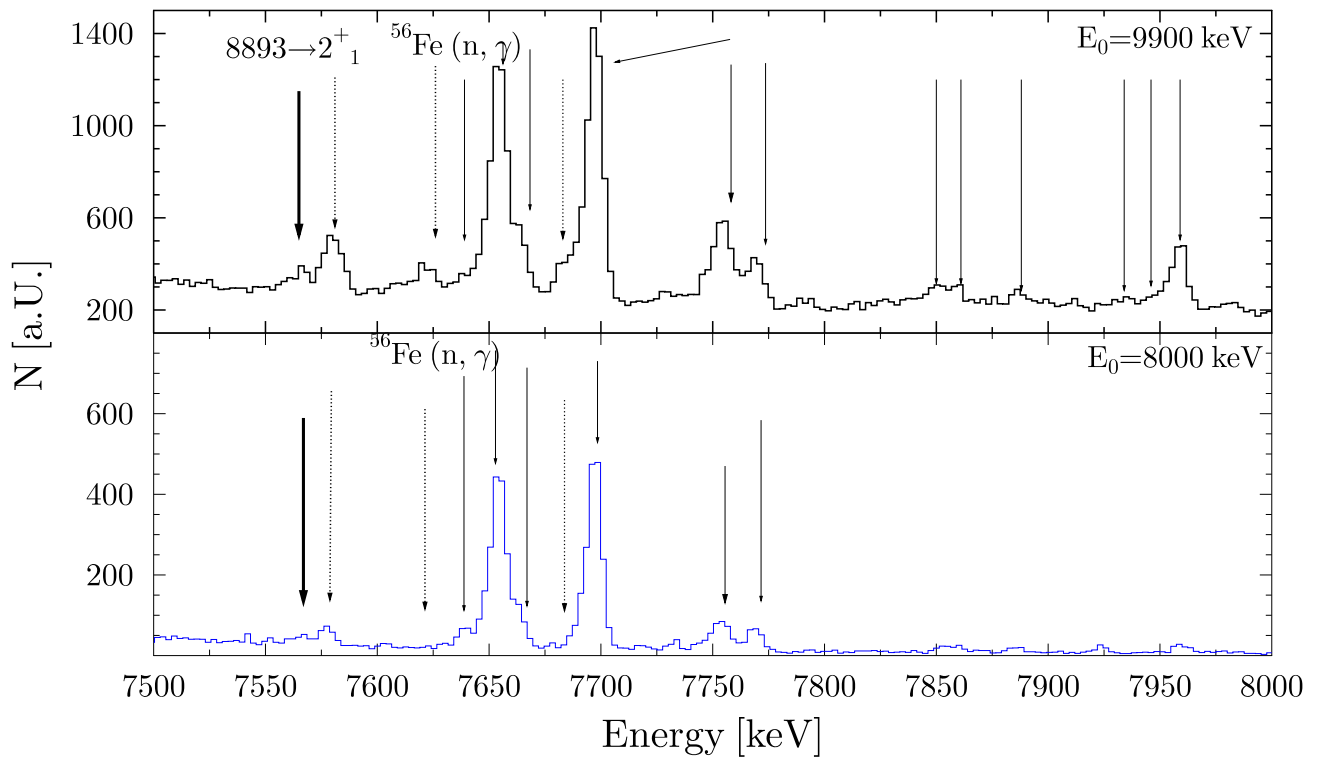


Fig. 67: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 7.5 und 8 MeV

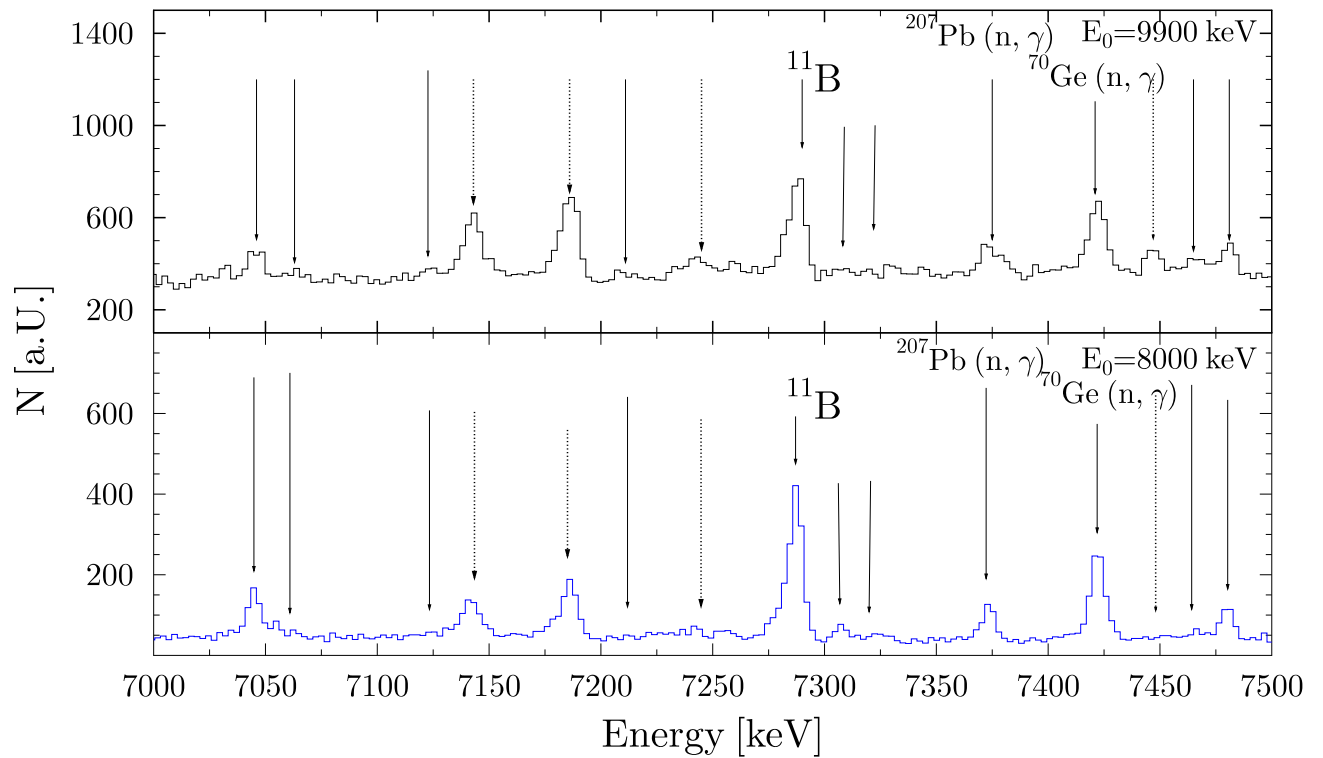


Fig. 68: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 7 und 7.5 MeV

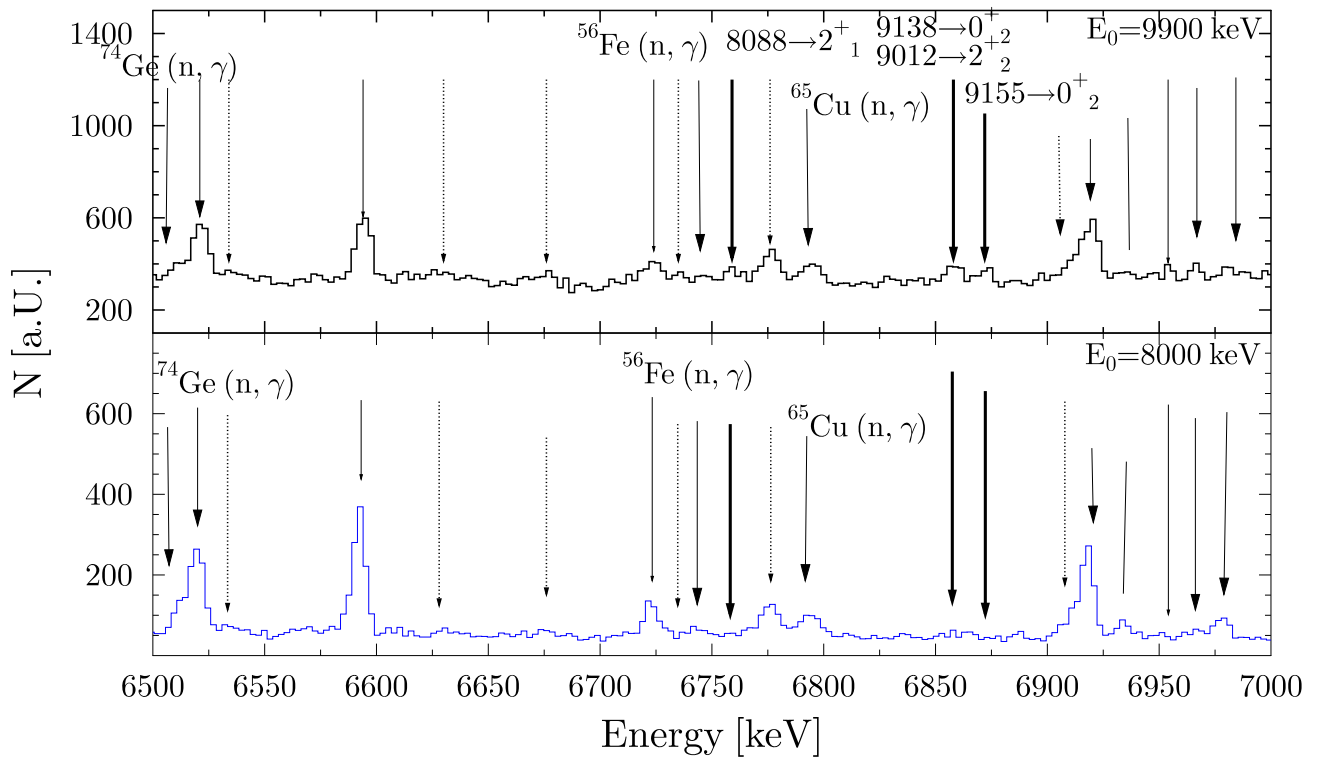


Fig. 69: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 6.5 und 7 MeV

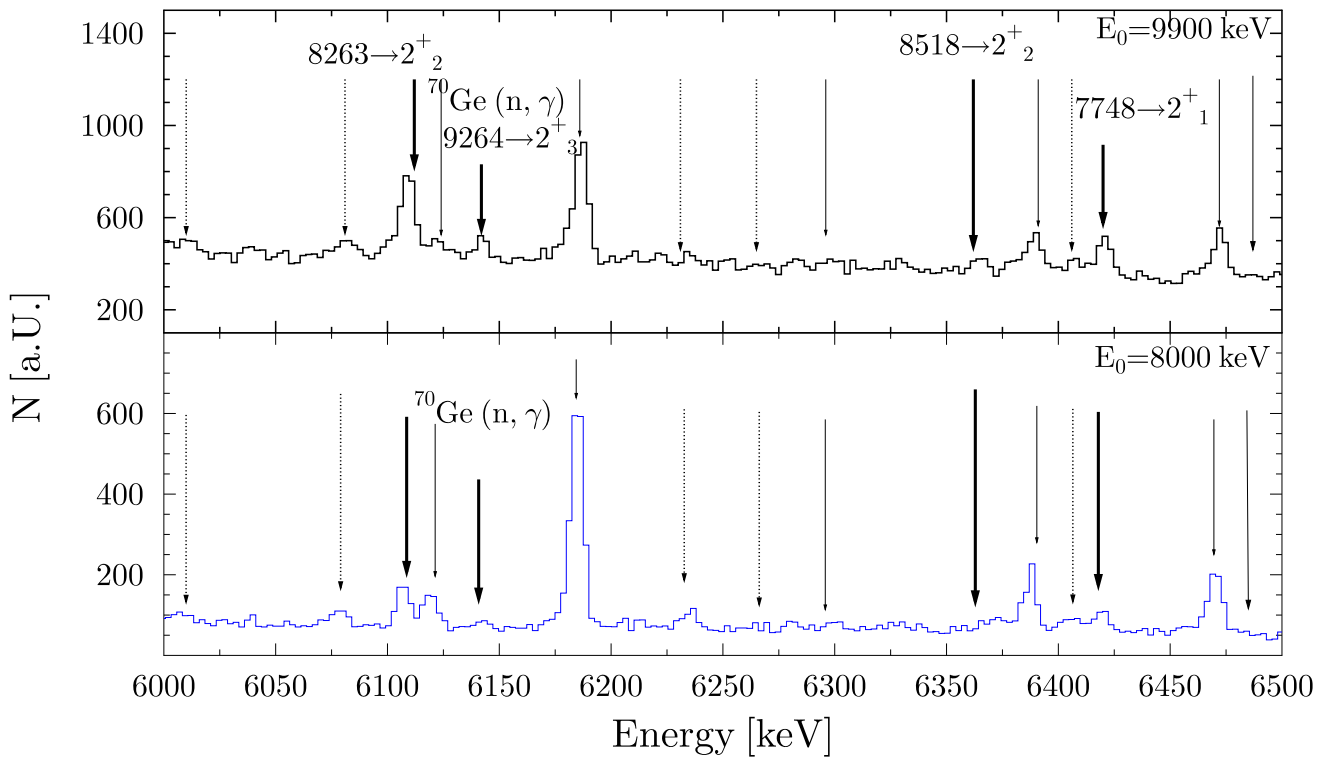


Fig. 70: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 6 und 6.5 MeV

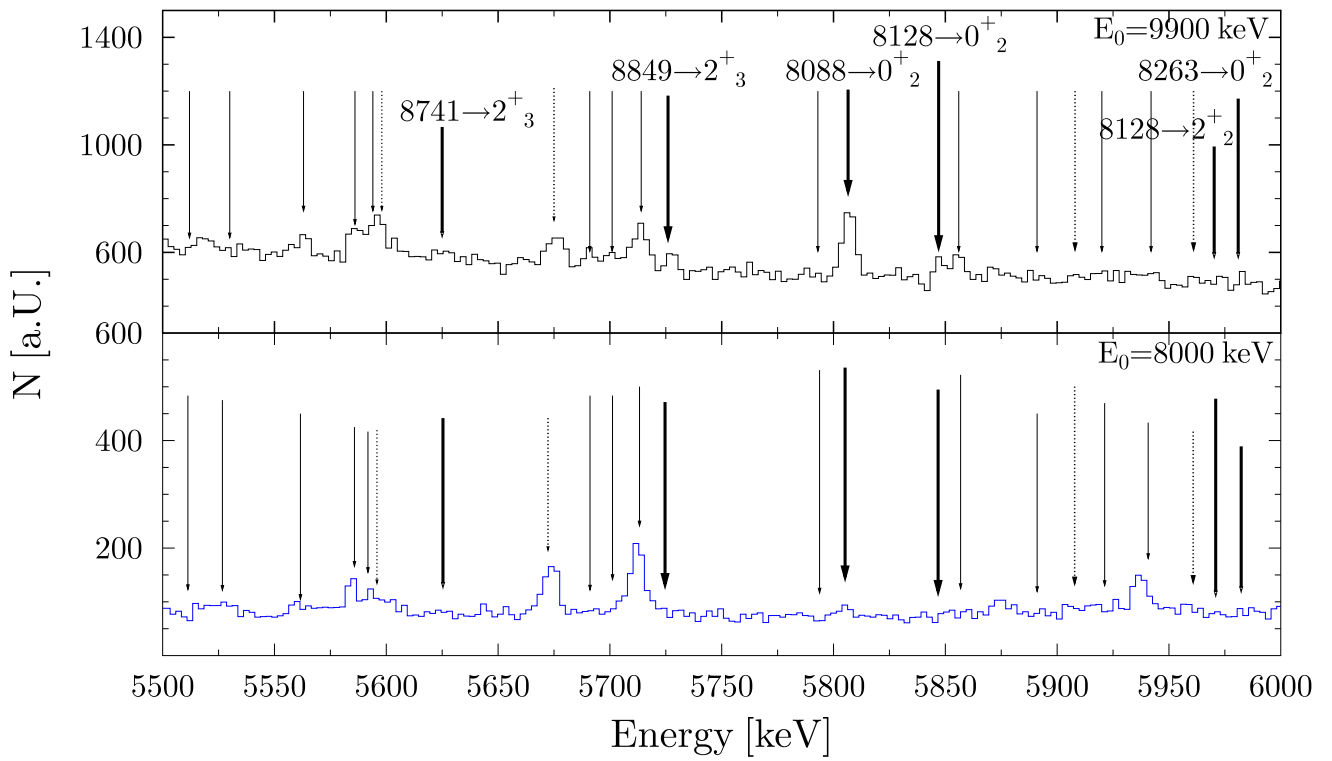


Fig. 71: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 5.5 und 6 MeV

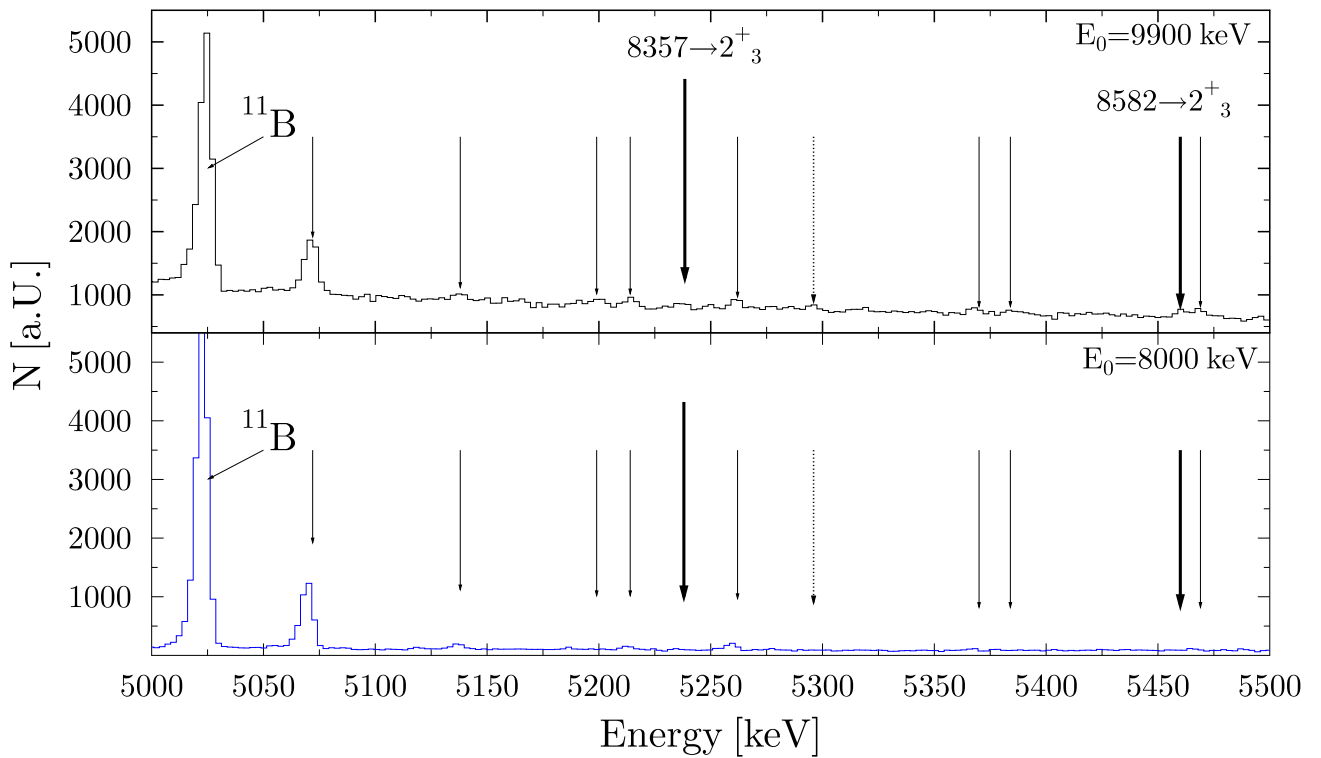


Fig. 72: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 5 und 5.5 MeV

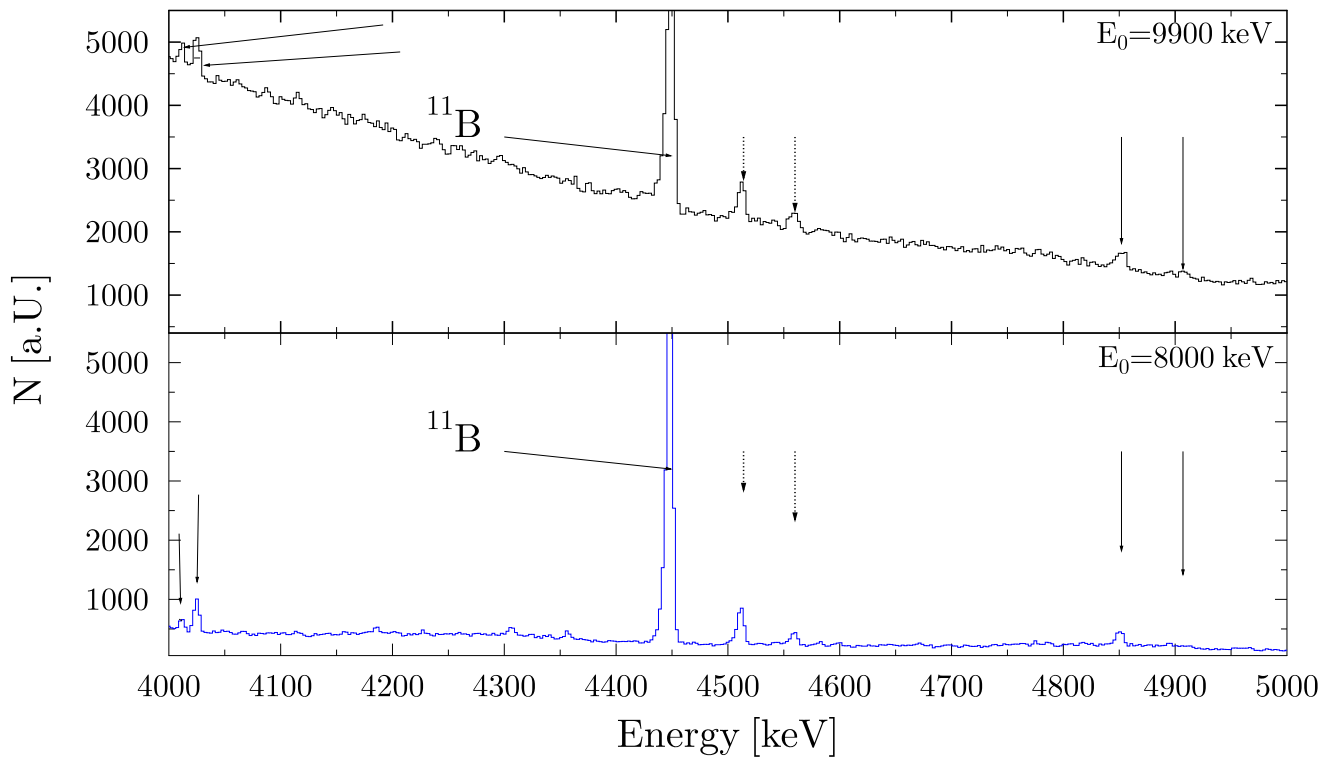


Fig. 73: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 4 und 5 MeV

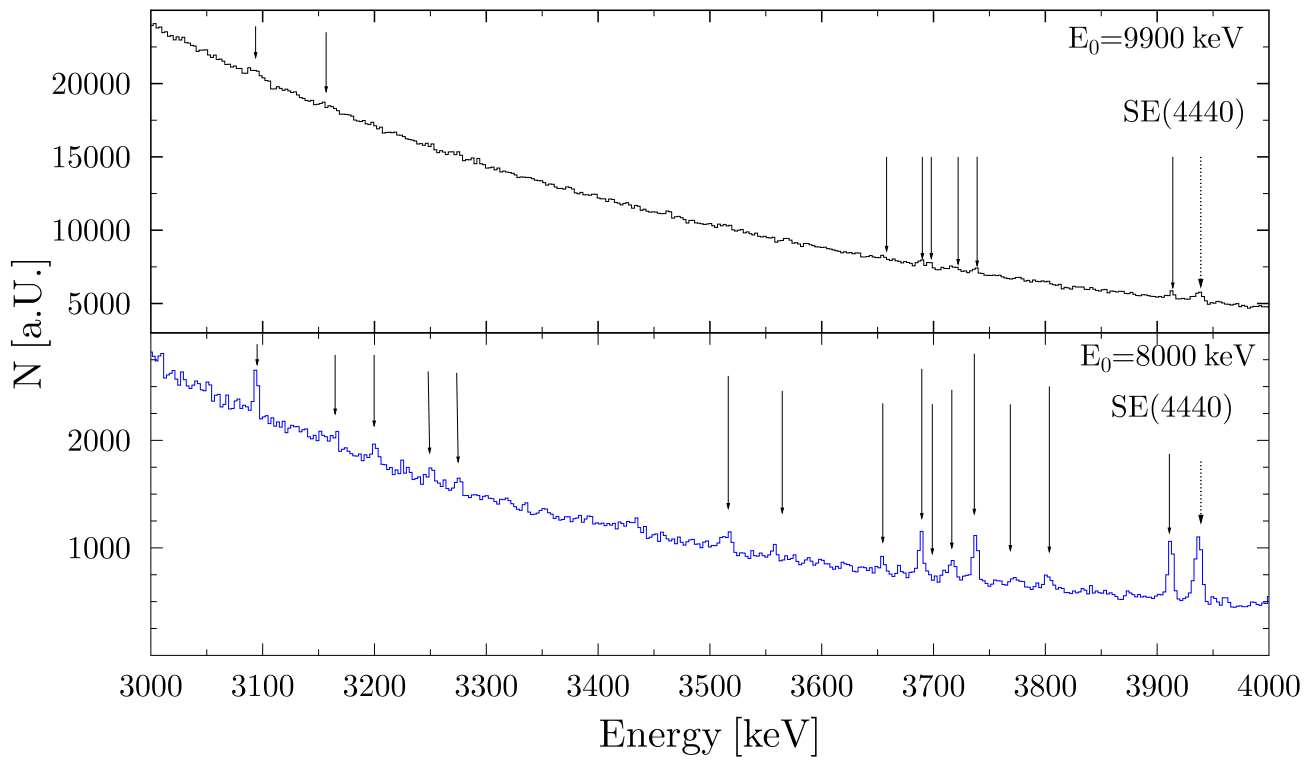


Fig. 74: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 3 und 4 MeV

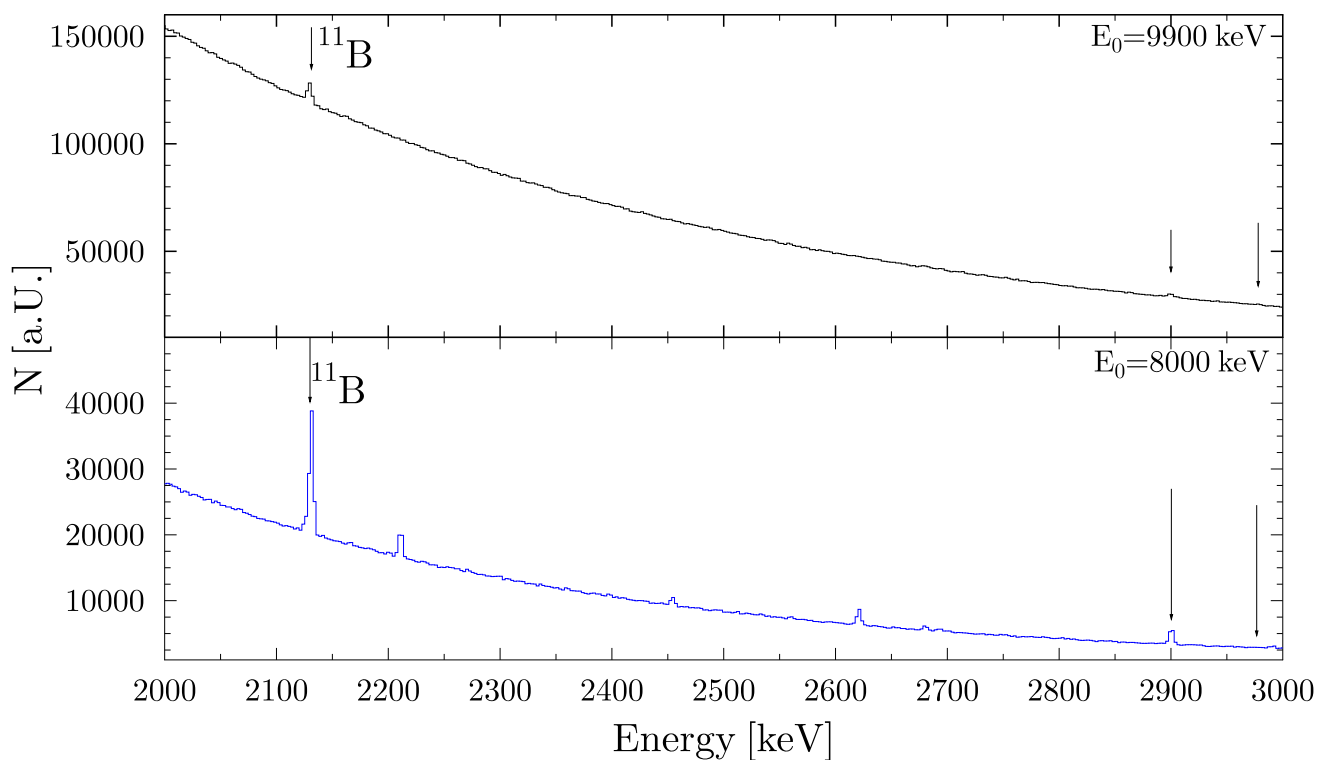


Fig. 75: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 2 und 3 MeV

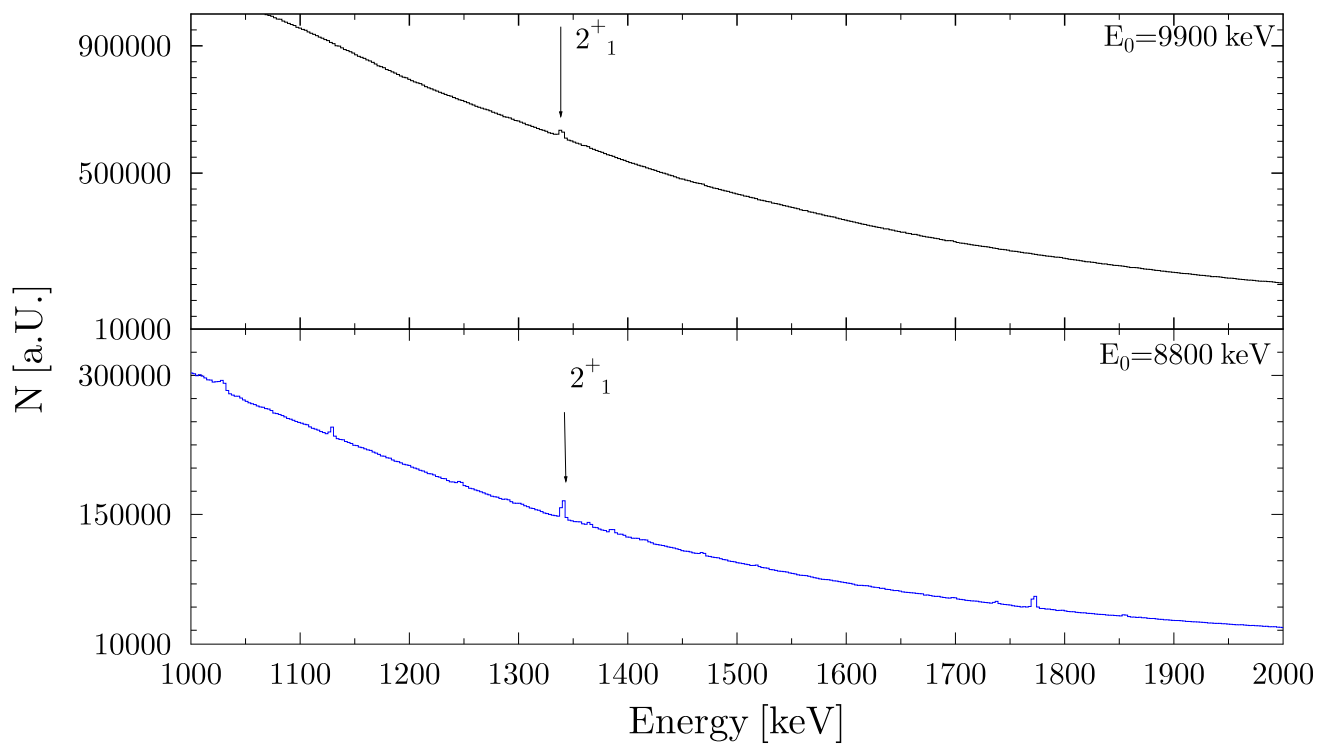


Fig. 76: Vergleich der 8 und 9.9 MeV Spektren zwischen 1 und 2 MeV

A.3 Bevölkerung der ersten angeregten Zustände

Die folgende Tabelle stellt die Rohdatenanalyse der mit linear polarisierten, monoenergetischen Photonen angeregten Zustände 2_1^+ , 2_2^+ und 0_2^+ dar. Angegeben sind jeweils die Anzahl der Ereignisse in den ersten angeregten Zuständen, sowie die Effizienzen im Anregungs-Energiebereich und im Energiebereich der angeregten Zustände. Ausserdem ist die Summe der im Energiebereich bestimmten Wirkungsquerschnitte und der daraus berechnete Wirkungsquerschnitt im Energiebereich der angeregten Zustände angegeben.

Tab. 8: Auswertung der an H γ S beobachteten ersten angeregten Zustände

E_{photon} [keV]	E_{level} [keV]	$A(E_{\text{level}})$	$\epsilon(E_{\text{photon}})$	$A(E_{\text{photon}})$	$\epsilon(E_{\text{level}})$	$\Sigma(I_{\text{photon}})$ [keV fm ²]	I_{level} [keV fm ²]	$I_{\text{el}}/I_{\text{inel}}$
7650	1332	1640(151)	2.48(248)·10 ⁻⁴	840(198)	1.36(14)·10 ⁻³	99.83(440)	35.55(61)	0.356(16)
	952	463(250)	2.48(248)·10 ⁻⁴	840(198)	1.49(15)·10 ⁻³	99.83(440)	9.16(93)	0.092(4)
	826	515(221)	2.48(248)·10 ⁻⁴	840(198)	1.50(15)·10 ⁻³	99.83(440)	10.14(81)	0.102(4)
8124	1332	9060(772)	2.25(225)·10 ⁻⁴	3200(442)	1.36(14)·10 ⁻³	156.05(401)	73.06(116)	0.468(12)
	952	2890(883)	2.25(225)·10 ⁻⁴	3200(442)	1.49(15)·10 ⁻³	156.05(401)	21.27(121)	0.136(3)
	826	2240(490)	2.25(225)·10 ⁻⁴	3200(442)	1.50(15)·10 ⁻³	156.05(401)	16.41(67)	0.105(3)
8460	1332	9000(750)	2.10(210)·10 ⁻⁴	1542(703)	1.36(14)·10 ⁻³	207.89(396)	187.46(65)	0.902(17)
	952	2122(480)	2.10(210)·10 ⁻⁴	1542(703)	1.49(15)·10 ⁻³	207.89(396)	40.33(38)	0.194(4)
	826	2080(524)	2.10(210)·10 ⁻⁴	1542(703)	1.50(15)·10 ⁻³	207.89(396)	39.35(41)	0.189(4)
8760	1332	13330(972)	1.98(198)·10 ⁻⁴	1725(529)	1.36(14)·10 ⁻³	309.96(307)	348.31(82)	1.124(11)
	952	2640(545)	1.98(198)·10 ⁻⁴	1725(529)	1.49(15)·10 ⁻³	309.96(307)	62.95(42)	0.203(2)
	826	2730(547)	1.98(198)·10 ⁻⁴	1725(529)	1.50(15)·10 ⁻³	309.96(307)	64.79(42)	0.209(2)
9110	1332	17330(464)	1.85(185)·10 ⁻⁴	2420(678)	1.36(14)·10 ⁻³	241.22(296)	234.25(27)	0.971(12)
	952	4173(565)	1.85(185)·10 ⁻⁴	2420(678)	1.49(15)·10 ⁻³	241.22(296)	51.47(31)	0.213(3)
	826	3180(535)	1.85(185)·10 ⁻⁴	2420(678)	1.50(15)·10 ⁻³	241.22(296)	39.04(29)	0.162(2)
9310	1332	18041(400)	1.77(177)·10 ⁻⁴	2090(845)	1.36(14)·10 ⁻³	311.77(299)	350.76(18)	1.125(11)
	952	2512(430)	1.77(177)·10 ⁻⁴	2090(845)	1.49(15)·10 ⁻³	311.77(299)	44.57(18)	0.143(1)
	826	4546(482)	1.77(177)·10 ⁻⁴	2090(845)	1.50(15)·10 ⁻³	311.77(299)	80.28(20)	0.257(2)
9663	1332	18159(722)	1.65(165)·10 ⁻⁴	2194(838)	1.36(14)·10 ⁻³	568.75(197)	572.28(21)	1.006(3)
	952	3031(483)	1.65(165)·10 ⁻⁴	2194(838)	1.49(15)·10 ⁻³	568.75(197)	87.17(13)	0.153(1)
	826	4665(490)	1.65(165)·10 ⁻⁴	2194(838)	1.50(15)·10 ⁻³	568.75(197)	133.53(13)	0.235(1)

A.4 Identifizierte Paritäten in ^{58}Ni anhand Experimenten an ^{58}Ni

Im Folgenden sind die Spektren aus einem Experiment in HI γ S an ^{nat}Ni dargestellt. Markiert sind die Anregungen in ^{58}Ni , deren Paritäten bestimmt werden konnte. Die Anregungen sind in Tabelle 4 gelistet.

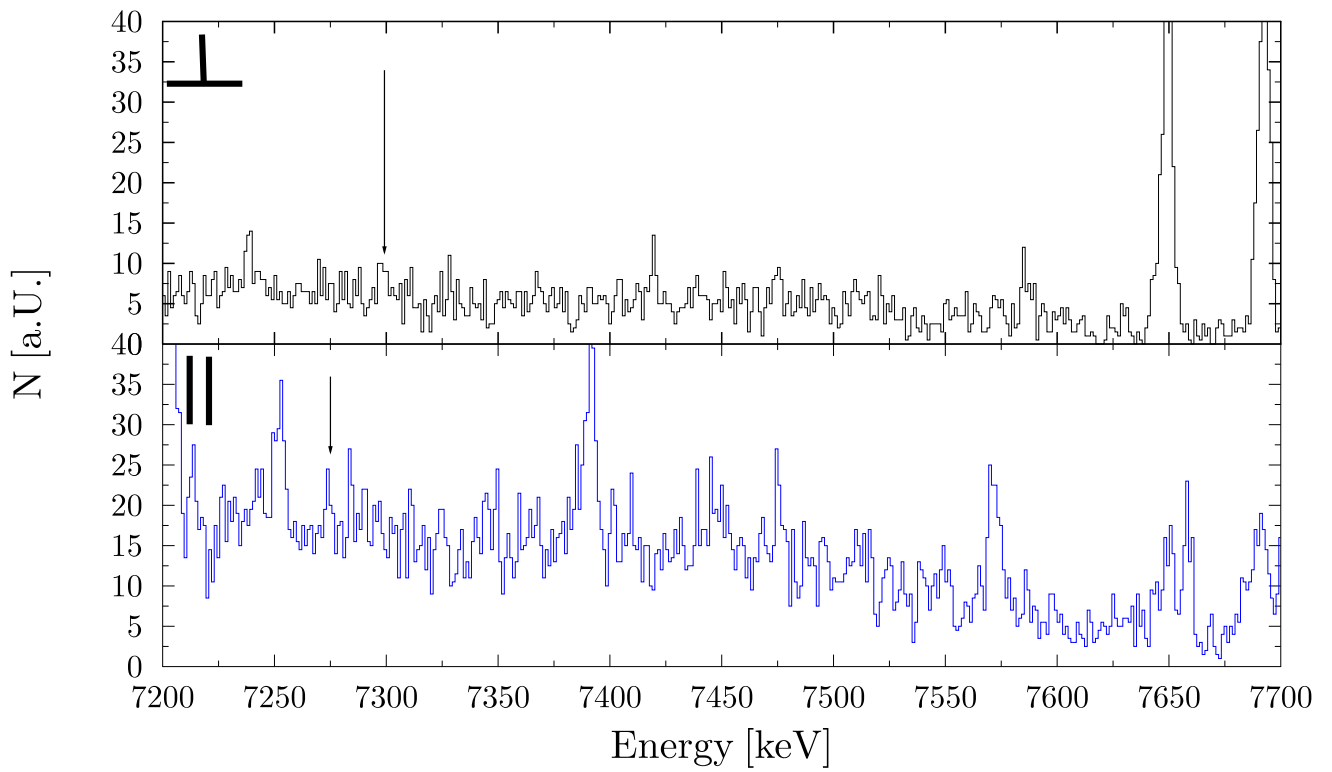


Fig. 77: ^{nat}Ni Spektrum aufgenommen mit monoenergetischen Photonen an HI γ S bei 7.65 MeV

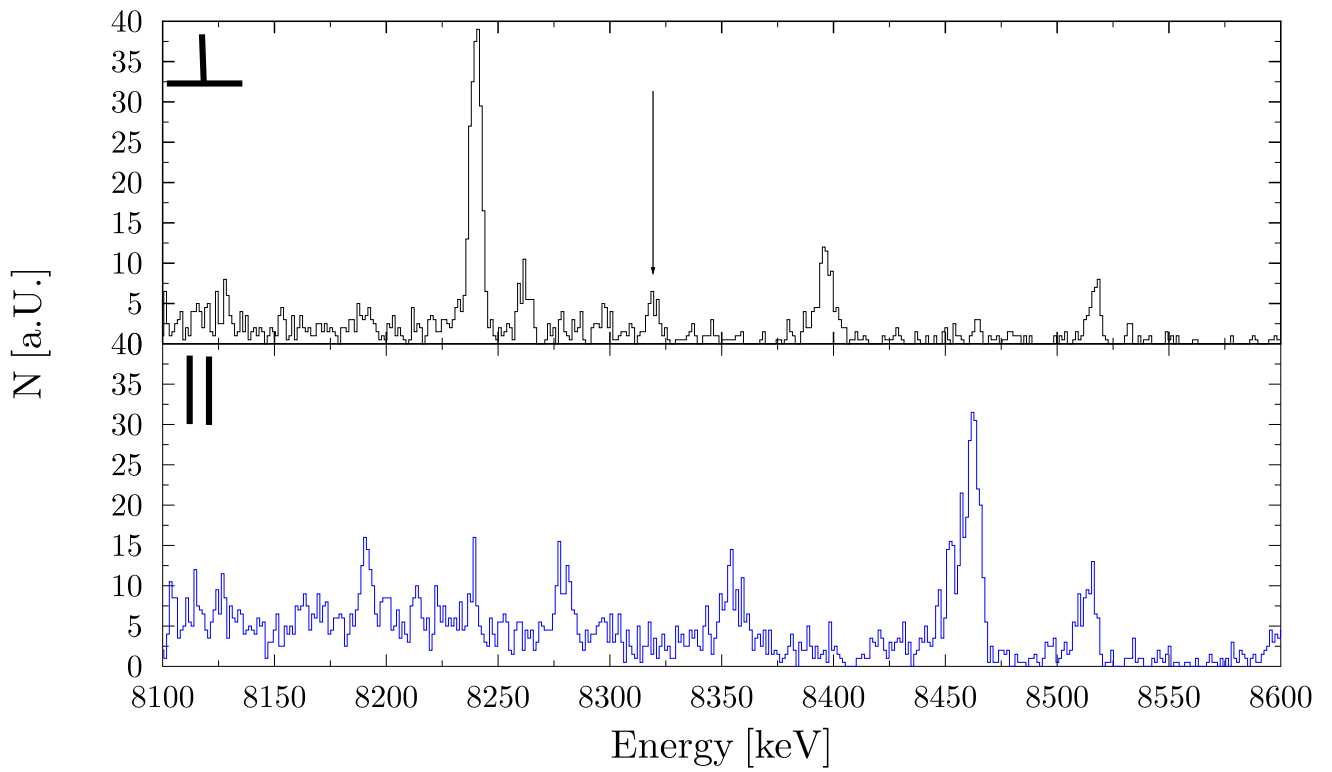


Fig. 78: ^{nat}Ni Spektrum aufgenommen mit monoenergetischen Photonen an HI γ S bei 8.38 MeV

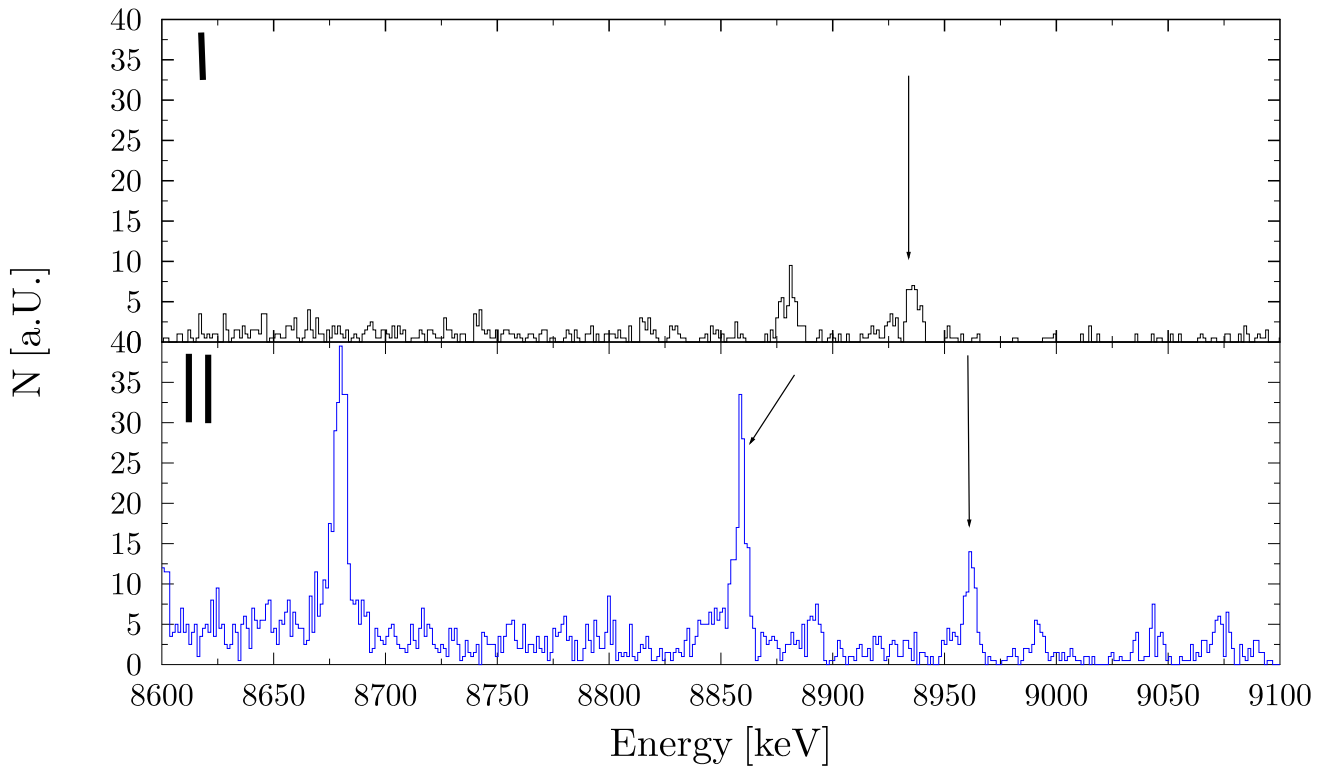


Fig. 79: ^{nat}Ni Spektrum aufgenommen mit monoenergetischen Photonen an $\text{HI}\gamma\text{S}$ bei 8.88 MeV

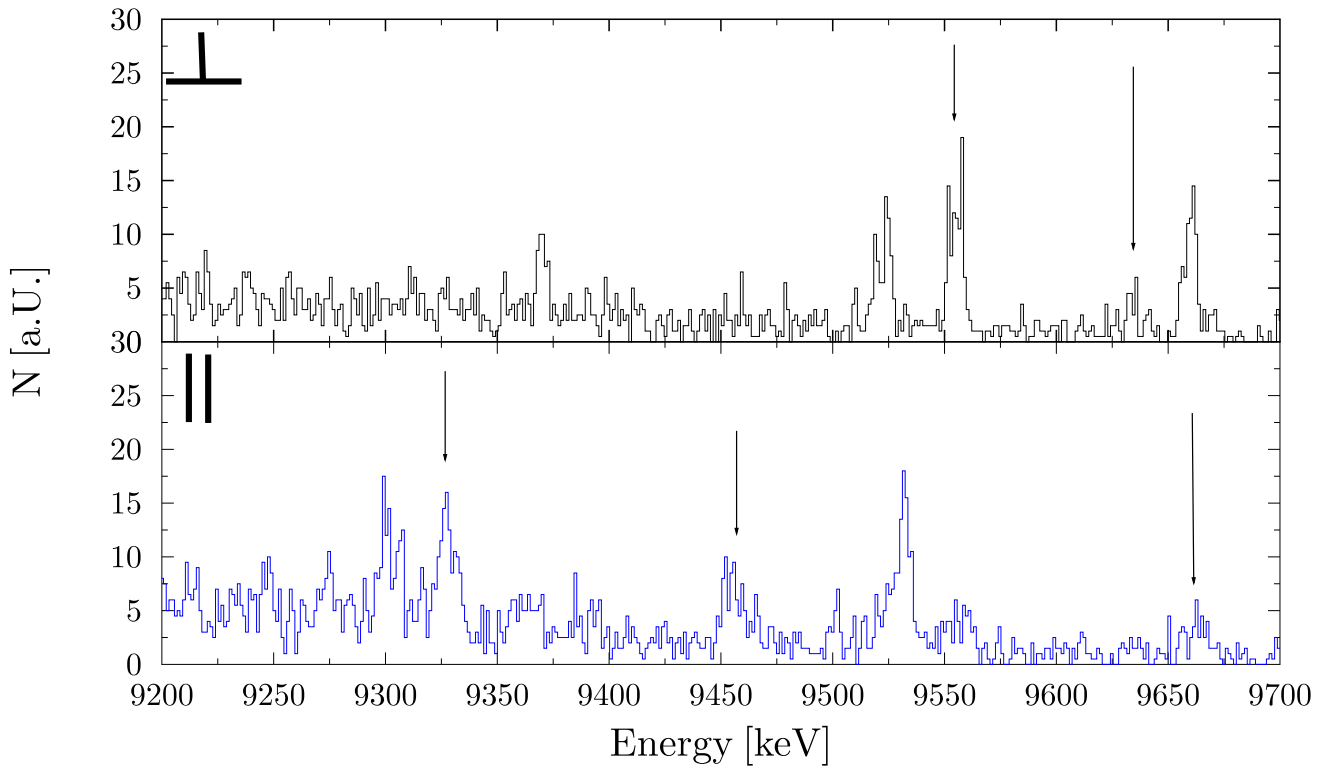


Fig. 80: ^{nat}Ni Spektrum aufgenommen mit monoenergetischen Photonen an $\text{HI}\gamma\text{S}$ bei 9.5 MeV

References

- [1] U. E. P. Berg. Systematische Untersuchungen magnetischer und elektrischer Übergänge im Atomkern mit Hilfe der Kernresonanzfluoreszenz. Habilitationsschrift (unveröffentlicht), 1985.
 - [2] F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, et al. Dipole transitions to bound states in ^{56}Fe and ^{58}Ni . *Phys. Rev. C*, 62(2):024302, Jun 2000.
 - [3] G. A. Bartholomew, E. D. Earl, A. J. Ferguson, J. W. Knowles, and M. A. Lone. *Advances in Nuclear Physics*, 7:229, 1973.
 - [4] F. R. Metzger. Nuclear resonance fluorescence in ^{142}Nd . *Phys. Rev. C*, 18:1603, 1978.
 - [5] F. R. Metzger. Nuclear resonance fluorescence in ^{136}Ba . *Phys. Rev. C*, 18:2138, 1978.
 - [6] R.-D. Herzberg, P. von Brentano, J. Eberth, et al. Fine structure of the $E1$ response in ^{140}Ce below the particle threshold. *Physics Letters B*, 390(1-4):49 – 54, 1997.
 - [7] K. Govaert, F. Bauwens, J. Bryssinck, et al. Dipole excitations to bound states in ^{116}Sn and ^{124}Sn . *Phys. Rev. C*, 57(5):2229–2249, May 1998.
 - [8] A. Zilges, S. Volz, M. Babilon, T. Hartmann, P. Mohr, and K. Vogt. Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in $N = 82$ nuclei. *Physics Letters B*, 542:43, 2002.
 - [9] U. Kneissl, N. Pietralla, and A. Zilges. Low-lying dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering. *Journal of Physics G*, 32:R217, 2006.
 - [10] B. Özel, J. Enders, P. von Neumann-Cosel, et al. Systematics of the pygmy dipole resonance in stable tin isotopes from resonant photon scattering. *Nuclear Physics A*, 788(1-4):385 – 388, 2007. Proceedings of the 2nd International Conference on Collective Motion in Nuclei under Extreme Conditions - COMEX 2.
 - [11] R. Schwengner, G. Rusev, N. Tsoneva, et al. Pygmy dipole strength in ^{90}Zr . *Phys. Rev. C*, 78(6):064314, Dec 2008.
 - [12] N. Tsoneva, H. Lenske, and Ch. Stoyanov. Probing the nuclear neutron skin by low-energy dipole modes. *Physics Letters B*, 586(3-4):213 – 218, 2004.
 - [13] S. Volz, N. Tsoneva, M. Babilon, et al. The photoresponse of stable $N=82$ nuclei below 10 MeV. *Nuclear Physics A*, 779:1 – 20, 2006.
 - [14] A. Klimkiewicz, N. Paar, P. Adrich, et al. Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances. *Phys. Rev. C*, 76(5):051603, Nov 2007.
 - [15] N. Tsoneva and H. Lenske. Pygmy dipole resonances in the tin region. *Phys. Rev. C*, 77(2):024321, 2008.
 - [16] B. Özel. *Study of the $^{112,120}\text{Sn}(\gamma, \gamma')$ reaction and systematics of the Pygmy Dipole Resonance at the $Z=50$ shell Closure*. PhD thesis, 2008.
 - [17] D. Savran, M. Fritzsche, J. Hasper, et al. Fine Structure of the Pygmy Dipole Resonance in ^{136}Xe . *Phys. Rev. Lett.*, 100:232501, 2008.
-

-
- [18] P. Adrich, A. Klimkiewicz, M. Fallot, et al. Evidence for Pygmy and Giant Dipole Resonances in ^{130}Sn and ^{132}Sn . *Phys. Rev. Lett.*, 95(132501):13, Sep 2005.
- [19] O. Wieland, A. Bracco, F. Camera, et al. Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon. *Phys. Rev. Lett.*, 102(9):092502, Mar 2009.
- [20] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, et al. The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 140:6–12, 2011.
- [21] V. N. Litvinenko, B. Burnham, S. H. Park, et al. First UV/visible lasing with the OK-4/Duke storage ring FEL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 407(1-3):8 – 15, 1998.
- [22] N. Pietralla, Z. Berant, et al. Parity measurements of nuclear levels using a free-electron-laser generated γ -ray beam. *Phys. Rev. Lett.*, 12502:88, 2002.
- [23] H. R. Weller, M. W. Ahmed, H. Gao, et al. Research opportunities at the upgraded HI γ S facility. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 62(1):257–303, 2009.
- [24] C.A. Bertulani and V. Yu. Ponomarev. Microscopic studies on two-phonon giant resonances. *Physics Reports*, 321:204 – 217, 1999.
- [25] U. Kneissl, H. H. Pitz, and A. Zilges. Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 37:349 – 433, 1996.
- [26] F. R. Metzger. *Progress in Nuclear Physics, published by O. R. Frisch (Pergamon, New York)*, 7, 1959.
- [27] H. Frauenfelder and R. M. Steffen. *Angular Distribution of Nuclear Radiation in Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn. North- Holland, Amsterdam, 1965.
- [28] K. S. Krane, R. M. Steffen, and R. M. Wheeler. *Nucl. Data Tab.*, 11:351, 1973.
- [29] M. A. Büssing, M. Elvers, J. Endres, et al. Parity assignments in ^{140}Ce up to 7 MeV using Compton polarimetry. *Phys. Rev. C*, 78(4):044309, Oct 2008.
- [30] B. Alikhani, A. Givechev, M. S. Hammoui, et al. First application of an AGATA-type HPGe detector for Compton polarimetry. Submitted to *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, A, 2011.
- [31] B. Alikhani. Private communication. 2011.
- [32] L. W. Fagg and S. S. Hanna. Polarization Measurements on Nuclear Gamma Rays. *Rev. Mod. Phys.*, 31(3):711–758, Jul 1959.
- [33] A. Richter. *Proceedings Fifth European Particle Accelerator Conference, Sitges/Barcelona (1996)*. S. Myers, et al. (Eds.), Institute of Physics Publishing, Bristol, 1996.
- [34] D. Savran, K. Lindenberg, J. Glorius, et al. The low-energy photon tagger NEPTUN. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 613(2):232 – 239, 2010.
- [35] M. Fritzsche. Entwicklung einer Online - Energiekontrolle für den S-DALINAC. unpublished, 2007. Diplomathesis.

-
- [36] Yu. G. Kosyak, D. K. Kaipov, and L. V. Chekushina. Excited states of the nuclei $^{60,61,62,64}\text{Ni}$ in the reaction (n, n', γ) . *zv.Akad.Nauk SSSR, Ser.Fiz.*, 53:2130, 1989.
- [37] F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 11-12$. *Nuclear Physics A*, 506(1):1 – 158, 1990.
- [38] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, et al. Geant4 a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 506(3):250 – 303, 2003.
- [39] A. Sauerwein. Photoaktivierungsexperimente an der high intensity γ -ray source hi γ s. Master's thesis, TU Darmstadt, 2009.
- [40] J. Isaak. Investigation of low-lying electric dipole strength in the semi-magic nucleus ^{44}Ca . Submitted to *Phys. Rev. C*, 2011.
- [41] A. P. Tonchev, S. L. Hammond, J. H. Kelley, et al. Spectral Structure of the Pygmy Dipole Resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 104(7):072501, Feb 2010.
- [42] D. Savran, M. Babilon, A. van den Berg, et al. Nature of the Pygmy Dipole Resonance in ^{140}Ce Studied in $(\alpha, \alpha' \gamma)$ Experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 97(17):172502, Oct 2006.
- [43] J. Endres, D. Savran, A. M. van den Berg, et al. Splitting of the pygmy dipole resonance in ^{138}Ba and ^{140}Ce observed in the $(\alpha, \alpha' \gamma)$ reaction. *Phys. Rev. C*, 80(3):034302, Sep 2009.
- [44] J. Endres, E. Litvinova, D. Savran, et al. Isospin Character of the Pygmy Dipole Resonance in ^{124}Sn . *Phys. Rev. Lett.*, 105(21):212503, Nov 2010.
- [45] V. Yu. Ponomarev, 2010. private communication.
- [46] T. Hartmann, M. Babilon, S. Kamedzhiev, et al. Microscopic Nature of the Pygmy Dipole Resonance: The Stable Ca Isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 93:192501, 2004.
- [47] T. Hartmann. Untersuchung der niedrig-liegenden elektrischen Dipolstärke und der Zerfallsstruktur der semi-magischen Kerne ^{44}Ca und ^{140}Ce mittels elastischer Photonenstreuung und inelastischer Protonenstreuung. unpublished, 2003.
- [48] O. Karg. Photonenstreuung an ^{52}Cr . unpublished, 2004.
- [49] R. Schwengner, G. Rusev, N. Benouaret, et al. Dipole response of ^{88}Sr up to the neutron-separation energy. *Phys. Rev. C*, 76(3):034321, 2007.
- [50] G. Rusev. *Dipole-strength distributions below the giant dipole resonance in ^{92}Mo , ^{98}Mo and ^{100}Mo* . PhD thesis, 2006.
- [51] J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, et al. Nuclear resonance fluorescence experiments on $^{204,206,207,208}\text{Pb}$ up to 6.75 MeV. *Nuclear Physics A*, 724(3-4):243 – 273, 2003.
- [52] N. Ryezayeva.. Investigation of Dipole and Quadrupole Excitations near the Neutron Threshold in the doubly magic nucleus ^{208}Pb with resonant photon scattering at the S-DALINAC. Diploma Thesis, 2001.
- [53] D. Savran, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, B. Löher, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, C. Romig, L. Schnorrenberger, K. Sonnabend, and A. Zilges. Fragmentation and systematics of the pygmy dipole resonance in the stable $N = 82$ isotones. *Phys. Rev. C*, 84:024326, Aug 2011.
-

-
- [54] H. P. Loens. Private communication. 2010.
- [55] D. I. Sober, B. C. Metsch, W. Knüpfer, et al. Magnetic dipole excitations in the N=28 isotones ^{50}Ti , ^{52}Cr , and ^{54}Fe . *Phys. Rev. C*, 31(6):2054–2070, Jun 1985.
- [56] G. Rusev. *Dipole-strength distributions below the giant dipole resonance in ^{92}Mo , ^{98}Mo and ^{100}Mo* . PhD thesis, 2006.
- [57] NNDC Online Data Service, ENSDF database, 2010.

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Professor Pietralla dafür bedanken, daß er mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen und mir die Möglichkeit gegeben hat, mich aktiv an der aktuellen Forschung zu beteiligen. Das gute Klima in der Gruppe, das nicht zuletzt durch ihn geprägt wurde, ermöglichte es mir außerdem, viele Freundschaften zu schließen und mich mit anderen Mitgliedern wissenschaftlich auszutauschen. Auch die Möglichkeit, Experimente an der High Intensity Gamma Ray Source (HIγS) durchzuführen hat sehr stark zur Erweiterung des wissenschaftlichen Horizonts beigetragen.

Gleichfalls großer Dank geht an Herrn Dr. Deniz Savran. Er hat immer ein offenes Ohr und stand bei Fragen oder Problemen immer zur Verfügung. Auch in schwierigen Situationen konnte man immer auf ihn zählen.

Ebenfalls möchte ich Frau Dr. Kerstin Sonnabend für Ihre Unterstützung und das immer offene Ohr danken. Auch Sie hat einen großen Beitrag zur Entstehung dieser Arbeit geleistet. Herrn Dr. Marcus Scheck möchte dafür danken, daß er mir gerade in der Endphase dieser Arbeit immer hilfreich zur Seite stand und mir bei vielen Fragen geholfen hat.

Danken möchte ich auch meiner Arbeitsgruppe bestehend aus Dr. Linda Schnorrenberger, Jan Glorius, M. Sc., Katrin Wälzlein, M. Sc., Bastian Löher, M. Sc., für die immer gute Zusammenarbeit und das tolle Klima. Auch dem Photonenstreu-Team, namentlich Christopher Romig, M.Sc., Jacob Beller, M.Sc., Markus Zweidinger, M.Sc. mit dem ich all die Jahre zusammen experimentiert und diskutiert habe möchte ich an dieser Stelle meinen Dank für die vielen schönen Tage, Wochen, Monate und Jahre der Zusammenarbeit danken. Es war immer schön und lustig mit Euch. Großer Dank geht auch an Frau Dr. Iryna Poltoratska dafür, daß Sie immer für einen wissenschaftlichen Austausch und fruchtbare Diskussionen während diverser Kaffeepausen zur Verfügung stand.

Nicht zuletzt geht mein Dank auch an das gesamte Institut für Kernphysik der TU Darmstadt, welches ich bereits im März 2011 verlassen habe. Die Arbeit dort hat mir immer Freude bereitet. Ebenfalls geht mein Dank an meinen Arbeitgeber Thomas Mack Kommunikation GmbH, der mir ermöglicht hat, diese Arbeit zu finalisieren.

Als letztes geht mein Dank an all die Menschen, die mich immer unterstützt haben. Meinen Eltern Edwin und Christa Fritzsche, meinem Bruder Sebastian Fritzsche, sowie meiner Ehefrau Yuliya.

Diese Arbeit wurde durch Mittel aus dem DFG Sonderforschungsbereich 634 gefördert.

Lebenslauf

Matthias Fritzsche

19.07.1979	Geboren in Hanau
1986-1990	Grundschulausbildung Bruchköbel Rosßdorf
1990-1999	Gymnasialausbildung mit Abschluss Abitur am Franziskanergymnasium Kreuzburg in Großkrotzenburg
September 1999-Juli 2000	Grundwehrdienst Drohnenbatterie 13 Stadtallendorf
2000-2007	Diplomstudium Physik an der TU Darmstadt Diplomarbeit mit dem Thema " Entwicklung einer Online Energiekontrolle für den S-DALINAC "
September 2007-März 2011	Promotionsstudium Physik an der TU Darmstadt und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Insitut für Kernphysik.
seit März 2011	Beschäftigt bei der TMK GmbH, 35516 Münzenberg